

TARTU ÜLIKOOL
LOODUS- JA TEHNOLOOGIATEADUSKOND

Higgsi füüsika standardmudelis ja väljaspool

Bakalaureusetöö

Autor:

Toomas LAIGNA

Juhendaja:

Doktorant Hardi VEERMÄE

31. mai 2013. a.

Sisukord

1	Sissejuhatus	3
2	Kalibratsiooniteooria	5
2.1	$U(1)$ teooria	5
2.2	Spontaanne sümmeetriarikkumine ja Higgsi mehhanism	7
2.2.1	Higgsi mehhanism mudelnäite varal	8
2.2.2	Spontaanne sümmeetria rikkumine	10
2.2.3	Kalibratsiooni fikseerimine	11
2.2.4	Kokkuvõte mudelnäitest	12
3	Standardmudel	13
3.1	Elektronõrk ning Higgsi sektor	13
3.1.1	Higgsi mehhanism Standardmudelis	14
3.1.2	Kalibratsioonibosonite massid ning interaktsioonid Higgsiga	15
3.1.3	Fermionide massid ning interaktsioonid Higgsiga	17
3.1.4	v mõõtmine ning Higgsi mass	19
3.2	Standardmodeli omadused	19
3.2.1	Renormeeritavus	19
3.2.2	Kõrged energiad	20
3.2.3	Standardmudelist kaugemale	20
4	Higgsi peamised lagunemiskanaliid, eksperiment ning ennustused	22
4.1	Higgsi lagunemine footoniteks	23
4.2	Häiritusarvutuse kasutatavus Higgsi sisaldavates protsessides	25
5	Unitaarsuse rikkumine protsessis $Wb \rightarrow th$	26
5.1	Asjakohased diagrammid ning protsessi amplituud	26
5.2	Spiinorid	27
5.3	Kõrge energia amplituud	29

5.4	Unitaarsuse rikkumine	30
5.5	Hajumisristlõige kõrgetel energiatel	32
5.6	Tulemuste analüüs	32
6	Kokkuvõte	34
7	Summary	35
Lisa A	Diraci võrrand	36
Lisa B	Diraci algebra	36
B.1	Gamma maatriksid	36
B.2	Käelisus	37
B.3	Spiraalsus	38
B.4	Diraci esitus	38
B.5	Weyli esitus	39
Lisa C	Spiinorite teisenemine	39
Lisa D	Amplituudi lihtsustamine	41
Lisa E	Unitaarsuse rikkumise skaala	43
Lisa F	Rühmateooria	44
F.1	Lie rühmad	44
F.2	Lie algebrad	44
F.3	Redeloperaatorid ja Cartani alamalgebra	45

1 Sissejuhatus

1960. aastatel avastati, et elektromagnetism ning nõrk vastastikmõju võivad olla eri ilmingud ühest fundamentaalsest teooriast, mida kutsutakse elektronõrgaks teooriaks. See teooria kirjeldas õigesti nii footonit kui ka nõrka vastastikmõju kandvaid W - ning Z -bosoneid. Ainus probleem oli, et need osakesed pidid olema massitud. Kuid W - ning Z -bosonid osutusid massidega olevateks.

Masside puudumine oli teooria suurim tagasilöök. Lahenduseks pakuti 19. Oktoobril 1964 ajakirjas *Physical Review Letters* avaldatud Peter W. Higgsi artiklis [17] nn Higgsi mehhanism, millega olid seotud veel paljud teadlased, kellest vaid mõned on Robert Brout, François Englert.

Seoses masside tekkega, postuleerib Higgsi mehhanism teatud omadustega osakese – Higgsi bosoni olemasolu, mille avastamine kinnitaks Higgsi mehhanismi õigsust. Selle osakese leidmine ning omaduste uurimine on üks 2008. aastal valminud suure osakeste põrkuri LHC (*Large Hadron Collider*) eesmärkidest.

2012. aasta suvel teatas CERN (*The European Organization for Nuclear Research*), et on avastatud seni tundmatu boson. 14. Märtsil aastal 2013. kinnitati Moriondi konverentsil [1] Higgsi bosoni olemasolu.

Higgsi bosoni massi kindlaks määramisel mängis olulist rolli protsess $h \rightarrow \gamma\gamma$ (Higgsi osakese kaheks footoniks lagunemine), mis andis suurima tundlikkuse. Kõiki saadaolevaid andmeid kokku sobitades leiti, et footoneid mõõdeti rohkem, kui Standardmudel ennustab. Viimane annab põhjust arvata, et Higgsi sektorit puudutav teooria on veel lõplikult välja kujunemata.

Antud bakalaureusetöö on mõeldud ettevalmistusena tegelemaks osakestefüüsikaga sügavamal tasemel. Referatiivses osas tutvutakse kalibratsiooniteooriaga ning spontaanse sümmeetriarikkumise ideega. Uuritakse Standardmudeli Higgsi mehhanismi omadusi. Tuuakse välja teooria peamised puudujäägid ning hinnatakse võimalikke lahendusi. Esitatakse uusi mad asjakohased tulemused ning tehakse lühike analüüs, mille põhjal hinnatakse teooria ning eksperimendi kooskõllalisust. Praktiline osa keskendub arvutusele, mis põhineb Standardmudeli ennustatud suuruste varieerimisel ning selle mõju seotud protsessidele uurimisel.

Töö on ülesehitatud järgmiselt:

- Peatükk ”Kalibratsiooniteooria” keskendub kalibratsiooniteooria rollile elementaariosakeste interaktsioonide käsitluses. Näite varal on põhjendatud kuidas Maxwelli võrrandid tulevad sümmeetriakaalutustest. Higgsi mehhanism on lahti seletatud lihtsa mudeli varal.
- Peatükis ”standardmudel” seotakse kalibratsiooniteooria ning Higgsi mehhanism Standardmudeli raames. Näidatakse, et kõikide osakeste masside väärtused, mis saavad need läbi Higgsi mehhanismi, on omavahel seotud. Tuuakse välja mõned Standardmudeli üldised omadused ning probleemid.
- Peatükis ”Higgsi peamised lagunemiskanalid, eksperiment ning ennustused” analüüsitakse Higgsi bosoni omadusi standardmudeli ennustuste ning viimaste katseandmete põhjal. Leitakse, et $h \rightarrow \gamma\gamma$ kanali tulemused ei ole täielikus kooskõlas teooriaga. Tuuakse välja ja analüüsitakse ühte võimalikku lahendust, mis põhineb eksperimentaalsel ebamäärasusel t -kvargi ning Higgsi vahelise seosekonstandi märgis.
- Peatükk ”Unitaarsuse rikkumine protsessis $Wb \rightarrow th$ ” kirjeldab arvutusi kinnitamaks artiklis [14] saadud tulemusi. Arvutatakse välja $Wb \rightarrow th$ protsessi amplituud ning hajumisristlõige kõrgete energiatega piirjuhul ning unitaarsuse rikkumise skaala.

Töös kasutatakse loomulikke ühikuid $\hbar = c = 1$.

Meetrika on signatuuriga $(+ - - -)$.

2 Kalibratsiooniteooria

Kalibratsiooniteooria seob Lie rühmad (lisa F.1) osakeste väljateooriaga andes tulemuseks ilusa mehhanismi, kuidas seletada fundamentaalsete jõudude nagu elektromagnetismi, elektronõrga ning tugeva interaktsiooni olemasolu ning omadusi. Kalibratsioonisümmeetria on lokaalne sümmeetria, mille olemasolu tähendab, et osad süsteemi vabadusastmed on mittefüüsikalised ning on kalibratsiooniteisendusega lagranžiaanist kaotatavad.

2.1 $U(1)$ teooria

Kõige lihtsam kalibratsiooniteooria põhineb sümmeetriarühmal $U(1)$. Käesolevas osas selgitame, milles seisneb $U(1)$ kalibratsioonisümmeetria roll Maxwelli teoorias. Üldistus keerulisemate sümmeetriarühmade jaoks on sirgjooneline.

Diraci võrrand kirjeldab spinn-1/2 osakesi. Lagranžiaan Diraci osakeste jaoks on

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi. \quad (1)$$

Spinoorväli ψ on kompleksne ning omab faasi. Füüsikaliselt mõõdetavad suurused on aga alati kujul $|\psi|^2$ ning tähtis saab olla vaid suhteline faas. Seega faas on üleliigne vabadusaste, mille konkreetne väärtus on kalibratsioonivaliku küsimus.

Vaatame, mis juhtub, kui rakendame sellele väljale globaalse $U(1)_{glob}$ sümmeetriateisenduse, teisisõnu muudame faasi igas aeg-ruumi punktis mingi konstantse reaalse faktori α võrra. See teisendus võtab lihtsa kuju ¹

$$U(1) = e^{i\alpha},$$

mis mõjub väljale ψ järgmiselt.

$$\psi \rightarrow e^{i\alpha} \psi,$$

$$\bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi} e^{-i\alpha}.$$

¹ $U(1)$ rühma generaator on lihtsalt indentsus ehk 1 ning vastavad elemendid on seega kõik kompleksarvud, mis täidavad tingimust $|e^{i\alpha}| = 1$

Kuna α ei sõltu koordinaatidest jääb lagranžiaan globaalse $U(1)_{glob}$ teisenduse all invariantseks. Selle füüsikaline sisu peitub Noetheri teoreemis, mille järgi vastab igale pidevale sümmeetriale üks jääv vool. Invariantsus faasiteisenduste all viib laengu jäävusele ning võib näidata, et antud lagranžiaani korral on jäävaks vooluks $j^\mu = e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$.

Kui α on funktsioon koordinaatidest $\alpha(x)$.² Sel juhul nimetatakse teisendust kalibratsiooni-teisenduseks. See tähendab aga seda, et \mathcal{L}_{Dirac} ei ole enam praegusel kujul $U(1)_{lok}$ invariantne, kuna

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Dirac} &= \bar{\psi}e^{-i\alpha(x)}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)e^{i\alpha(x)}\psi = \\ \bar{\psi}e^{-i\alpha(x)}i\gamma^\mu\partial_\mu(e^{i\alpha(x)}\psi) &- \bar{\psi}e^{-i\alpha(x)}me^{i\alpha(x)}\psi = \\ \bar{\psi}i\gamma^\mu(\partial_\mu + i\partial_\mu\alpha(x))\psi &- \bar{\psi}m\psi.\end{aligned}$$

Tekkinud lisaliige $i\partial_\mu\alpha(x)$ rikub invariantse ära. Uue lagranžiaani kuju aga inspireerib tutvustama nn kalibratsioonivälja, mis uue liikme mingil viisil maha taandaks, kandes informatsiooni lokaalse kalibratsiooni kohta erinevate aegruumi punktide vahel. Tuues sisse välja A_μ , mis teise-neb kalibratsiooniteisendusel

$$A_\mu \rightarrow A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x)$$

ning asendades tavalise tuletise kovariantse tuletisega

$$D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu,$$

saame lagranžiaani

$$\mathcal{L}_{Dirac,A} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi.$$

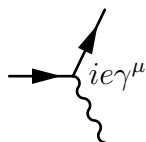
kus $\psi(x, A)$ sõltub nüüd nii aeg-ruumi koordinaadist x kui ka väljast $A_\mu(x)$. Saadud $\mathcal{L}_{Dirac,A}$ on $U(1)_{lok}$ invariantne.

$$\begin{aligned}D_\mu e^{i\alpha(x)}\psi &= (\partial_\mu + ieA_\mu)\psi \rightarrow \\ (\partial_\mu + ieA_\mu - i\partial_\mu\alpha(x))e^{i\alpha(x)}\psi &= \\ e^{i\alpha(x)}(\partial_\mu + i\partial_\mu\alpha(x) + ieA_\mu - i\partial_\mu\alpha(x))\psi &= e^{i\alpha(x)}D_\mu\psi.\end{aligned}$$

²Me saame seda teha, kuna kausaalsus nõuab, et interaktsioonid väljade vahel saavad toimuda vaid ühes kindlas aegruumi punktis x . Seega ei teki probleeme, kus lokaalne kalibratsioonivalik mõjutaks füüsikalisi vaadeldavaid

Näeme, et nõudes $U(1)_{lok}$ invariantsust pidime sisse tooma kalibratsioonivälja $A_\mu(x)$. Üldisemalt tekib iga generaatori kohta üks massitu kalibratsiooniväli (vektorväli). Antud juhul on selleks vektorpotentsiaal A^μ , mis iseloomustab elektromagnetvälja. Seega minnes üle globaalselt sümmeetrialt lokaalsele, tekib lisaks jäävale voolule ka interaktsioon vektorväljaga, mida nimetatakse kalibratsioonibosoniks.

Saadud lagranžiaani tuleb interpreteerida järgnevalt. Nõudes algselt lagranžiaanilt $U(1)_{lok}$ sümmeetria suhtes invariantsust, peab Diraci väli järelikult interakteeruma kalibratsiooniväljaga A_μ . Füüsikaliselt samastatakse Diraci välja elektronväljaga ja kalibratsioonivälja footonväljaga ning need on seostatud interaktsiooniga, millele vastav verteks on toodud joonisel (1) ning vastav Feynmani reegel on loetav otse lagranžiaanist.



Joonis 1: Kalibratsioonibosoni interaktsioon elektroniga.

Lisades lagranžiaanile veel ka vaba välja liikme $-\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$, saame kvantelektrodünaamika (KED) alguspunkti, millest on võimalik tuletada kõik KED Feynmani diagrammid ja vastavad reeglid ning samuti ka kõik Maxwelli võrrandid.

$$\mathcal{L}_{KED} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}.$$

2.2 Spontaanne sümmeetriarikkumine ja Higgsi mehhanism

Füüsikalise elektroni moodustavad tema lainefunktsiooni vasaku- ning paremakäelised (lisa B.2) komponendid, mis saavad kokku üheks füüsikaliseks elektroniks tänu massile. Eksperimentaalselt on kindlaks tehtud, et nõrka vastastikmõju kandvad W^\pm bosonid interakteeruvad vaid vasakukäelise komponendiga, muutes interaktsiooni käigus elektroni vastavaks neutriinoks või vastupidi. See sunnib meid vasaku- ning paremakäelisi elektrone eraldi käsitlema ning annab idee defineerida midagi analoogset elektrilaenguga, mis iseloomustaks võimet interakteeruda nõrga vastastikmõju bosonitega W^\pm ning Z .

Tähtis on see, et vasakukäelised elektronid ning neutriinod, mis Standardmudeli raames on massitud, moodustavad oma ühiste omaduste tõttu nõrga vastastikmõju raames osakeste alamrühma ehk dubleti. Et dubletil on kaks omaolekut, vasakukäeline elektron ning neutriino, siis on mõisteta, et see peab olema seotud kuidagi spinnilaadse $SU(2)$ sümmeetriaga. Paremakäelised osakesed moodustavad $SU(2)$ singletid ega osale seega $SU(2)$ poolt vahendatavas vastastikmõjus.

Nõudes invariantisust $SU(2)$ sümmeetriarühma all, võime ennustada, et kuna $SU(2)$ koosneb kolmest generaatorist, peab tekkima kolm massitut kalibratsioonivälja. Eksperimentist on teada, et need kolm kalibratsioonibosonit W^\pm ja Z , mis kannavad nõrka vastastikmõju, on massiivsed. Tekib küsimus, kuidas anda massitutele bosonitele mass ilma teooria kalibratsiooniinvariantisust rikkumata.

Idee selle saavutamiseks on järgmine. Massitu footon omab vaid kahte polarisatsiooni vabadusastet. Liikumissuunaline komponent puudub, kuna massitu osakese jaoks ei leidu Lorentzi teisendust, mis viiks ta paigalseisvasse taustsüsteemi. Seega on meil vaja tekitada juurde üks vabadusaste, mis seostuks mingil moel footoniga, andes talle liikumissuunalise polarisatsiooni ning seeläbi ka massi. Selle saavutamine on lihtne tänu Goldstone'i teoreemile, mille järgi iga rikutud sümmeetria kohta tekib üks massitu Goldstone'i boson.[15] Hiljem näeme, et see boson annab kalibratsioonibosonitele vajaliku puuduoleva vabadusastme, säilitades kõik omadused, mis looduses nähtavad on.

2.2.1 Higgsi mehhanism mudelnäite varal

Viisi massi lisamiseks ilma kalibratsiooniinvariantisust rikkumata nimetatakse ühe selle avastaja, P. Higgsi järgi Higgsi mehhanismiks, mis olemuselt on Ginzburg-Landau ülijuhtivuse mudeli relativistlik üldistus.

Selgitame lihtsa näite varal, kuidas töötab Higgsi mehhanism $U(1)_{lok}$ sümmeetria korral.

Alustame kirjutades ühe vaba välja lagranžiaani kirjutades massitule kalibratsiooniväljale või lihtsalt footonväljale A_μ , käsitsi massiliikme

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m^2 A_\mu A^\mu.$$

Me näeme, et kalibratsiooniteisendusel $A_\mu \rightarrow A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha$ jääb $F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ invariantseks:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \rightarrow \partial_\mu \left(A_\nu - \frac{1}{e}\partial_\nu\alpha \right) - \partial_\nu \left(A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha \right) = F_{\mu\nu}.$$

Sama ei saa öelda footoni massiliikme kohta:

$$\frac{1}{2}m^2 A_\mu A^\mu \rightarrow \frac{1}{2}m^2 \left(A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha \right) \left(A^\mu - \frac{1}{e}\partial^\mu\alpha \right) \neq \frac{1}{2}m^2 A_\mu A^\mu.$$

Seega, et kehtiks $U(1)_{lok}$ sümmeetria, peab kalibratsiooniboson olema massitu, ehk $m = 0$. Kui antud footonil on aga mass mõõdetud nullist erinevaks, siis on ilmne, et meie teooria ei suuda kirjeldada loodust adekvaatselt. Me ei saa käsitsi massi sisse kirjutada ilma, et see sümmeetriat ei rikuks. Et tekitada massiliige, on vaja midagi juurde.

Lisame lagranžiaanile kompleksse välja ϕ ning vaatame, kuidas ta käitub, kui lisame avaldisse ka ϕ -st sõltuva potentsiaali $V(\phi) = \mu^2|\phi|^2 + \lambda|\phi|^4$, kusjuures eeldame, et $\mu^2 \leq 0$.³

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}(D_\mu\phi)^* D^\mu\phi - V(\phi). \quad (2)$$

Potentsiaali $V(\phi)$ kuju tõttu ei ole välja ϕ vaakumi ooteväärtus enam 0, vaid langenud väärtuseni

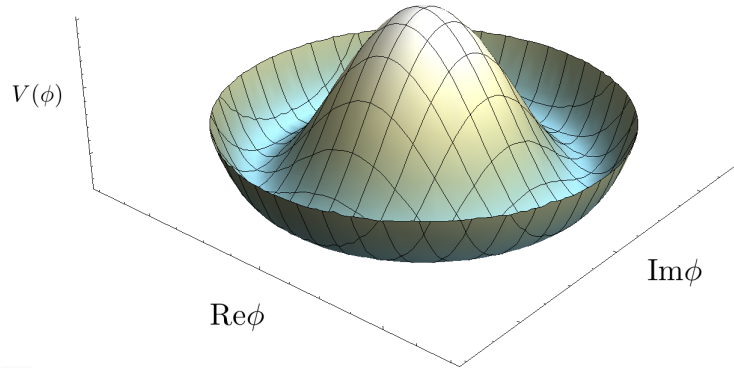
$$\langle |\phi| \rangle = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} = \frac{v}{\sqrt{2}},$$

kus v on välja ϕ vaakumi ooteväärtus. Selles on lihtne veenduda lähtudes miinimumi nõudest $\partial_\phi V(\phi) = 0$. Massitut osakest kirjeldav lagranžiaan (2) on siiani $U(1)$ sümmeetria all invariantne. Seetõttu on aga vaakumolekuid lõpmata palju, kuna iga $U(1)$ teisendus viib ühe vaakumoleku ϕ teiseks olekuks $e^{i\theta}\phi$, mis erinevad faasi θ poolest. Seega, et teooriast oleks lihtsam tulemusi välja lugeda, on kasulik valida üks konkreetne vaakum. Sisuliselt me fikseerime välja ϕ faasi, mis tähendab aga $U(1)$ sümmeetria rikkumist. Teeme seda alles lõpus, püüdes enne välja tuua kõik omadused, mida lisatud väljaga lagranžiaan endas sisaldab.

Parametriseerime välja $\phi(v, h, \chi)$

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}e^{i\frac{\chi}{v}}(v + h), \quad (3)$$

³Vastasel korral jääb vaakumi ooteväärtus nulliks ning sümmeetria jääb rikkumata. See juht meile huvi ei paku



Joonis 2: Higgsi potentsiaal.

kus v on vaakumi ooteväärtus (potentsiaali põhi) ja h , vabadusaste risti potentsiaali põhjaga ning χ , vabadusaste mööda põhja liikumiseks (näha joonisel 2), on reaalsed väljad.

Paneme tähele, et väli χ täidab ϕ jaoks sama rolli, mis α üldise $U(1)$ faasiteisenduse jaoks.

2.2.2 Spontaanne sümmeetria rikkumine

Seni pole lagranžiaanis (2) midagi muutunud. Footonväli on siiani massitu ning ϕ on säilitanud mõlemad vabadusastmed. Samuti pole kadunud $U(1)$ invariantus, milles on lihtne veenduda, arvestades kovariantse tuletise definitsiooni.

Asendame nüüd (3) lagranžiaani (2)

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}D_\mu^* \left(e^{-i\frac{\chi}{v}}(v+h) \right) D^\mu \left(e^{i\frac{\chi}{v}}(v+h) \right) - \frac{1}{2}\mu^2(v+h)^2 - \frac{1}{4}\lambda(v+h)^4.$$

Kirjutades lahti kovariantse tuletise $D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu$ ning avades sulud, saame

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{EM} + \mathcal{L}_h + \mathcal{L}_\chi + \mathcal{L}_{int}^h + \mathcal{L}_{int}^\chi,$$

milles algse välja A_μ liikmed on kokku võetud:

$$\mathcal{L}_{EM} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}e^2v^2A_\mu A^\mu.$$

Välja h kirjeldab lagranžiaan

$$\mathcal{L}_h = \mu^2h^2 + \frac{1}{2}\partial_\mu h \partial^\mu h$$

ning välja χ

$$\mathcal{L}_\chi = \frac{1}{2} \partial_\mu \chi \partial^\mu \chi.$$

Lagranžiaani ilmuvad massiliikmed, mis ütlevad, et algne väli A^μ on nüüd massiga ev ning väli h on massiga $m_h = \sqrt{-2\mu^2}$. Näeme samuti, et Goldstone'i boson, χ , jääb massituks. Antud lagranžiaanist tulenevatesse Feynmani reeglitesse ilmuvad interaktsioonid mittefüüsikalise Goldstone'i väljaga χ ,

$$\mathcal{L}_{int}^\chi = \frac{1}{v} h \partial_\mu \chi \partial^\mu \chi + \frac{1}{2v^2} h^2 \partial_\mu \chi \partial^\mu \chi + ev A^\mu \partial_\mu \chi + 2eh A^\mu \partial_\mu \chi + \frac{e}{v} h^2 A^\mu \partial_\mu \chi.$$

Samuti ilmuvad ainult välja h ning algset footonit A^μ sisaldavad füüsikalised interaktsioonid

$$\mathcal{L}_{int}^h = e^2 v h A_\mu A^\mu + \frac{e^2}{2} h^2 A_\mu A^\mu. \quad (4)$$

Märgime, et defineerides footoni massi $m = ev$ on seosekonstant väljade h ning A_μ vahel väärtusega m/v .

Kokku võttes: saadud lagranžiaan kirjeldab massiivset footonit A^μ , massiivset skalaarivälja ϕ ning massitut skalaarvälja χ .

Me pole teinud mitte midagi muud, kui lisanud algsele footonväljale A^μ skalaarse välja ϕ . Seega saadud lagranžiaan on siiski $U(1)$ sümmeetriline isegi, kui ta seda enam otseselt välja ei näita. Kalibratsiooniteisendus võtab lihtsalt mingi uue kuju.

2.2.3 Kalibratsiooni fikseerimine

Alles jäänud väli χ , nagu eelnevalt mainitud, on kalibratsioonivalikuga kaotatav. Antud kontekstis tähendab kalibratsioonivalik lihtsalt sobiva vaakumoleku defineerimist, mille suhtes me fluktuatsioone uurime. Tavaline valik on $\chi = 0$, mis vastab tingimusele $\phi = \phi^*$ nagu on näha valemist (3). See valik on identne kalibratsiooniteisendusega

$$A_\mu \rightarrow A_\mu - \frac{1}{ev} \partial_\mu \chi, \quad \phi \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\frac{\chi}{v}} \phi, \quad (5)$$

mida nimetatakse unitaarseks kalibratsiooniks, mille tulemusena taanduvad kõik χ liikmed ning interaktsioonid selle väljaga maha ning alles jäävad vaid A_μ ja h ning nende interaktsioonid.

Seda on näha, kui lagranžiaanile rakendada kalibratsiooniteisendus (5) ning arvestades ϕ kuju (3).

Öeldakse, et väli χ söödi ära (kalibreeriti välja) muutudes välja A_μ liikumissuunalise polarisatsiooni komponendiks ning andes seeläbi kalibratsioonibosonile massi. Välja h samastame füüsikalise Higgsi väljaga, mille olemasolu on välja ϕ ning vaakumoleku v eksisteerimise tingimuseks.

Uurides vabadusastmeid näeme, et alguses on kahe vabadusastmega massitu vektorväli A^μ ning samuti kahe vabadusastmega kompleksne väli ϕ . Peale sümmeetriarikkumist on teoorias kolme vabadusastmega massiivne väli A^μ ning ühe vabadusastmega reaalne väli h . Kokku samuti neli füüsikalist vabadusastet ning üks mittefüüsikaline, mis sõltub χ kalibratsioonivalikust.

2.2.4 Kokkuvõte mudelnäitest

Et rikkuda mingi sümmeetria, on vaja lisada lagranžiaani rikutavale sümmeetriarühmale skalaarväli koos sobiva potentsiaaliga, mis tekitaks nullist erineva vaakumi ooteväärtuse. Tulemuseks saab skalaarväljaga kovariantse tuletise kaudu seotud kalibratsiooniosakene massi.

Tähtsaim on, et väli ϕ omab nullist erinevat vaakumi ooteväärtust. See tähendab seda, et interaktsioon väljaga ϕ eksisteerib alati, olenemata h ergastusest. $v = 0$ korral lakkavad massid olemast. Interaktsioon Higgsiga aga säilib, mida on näha valemist (4) seades $v = 0$.

Ükskõik, mis sümmeetria me algsele lagranžiaanile ka ei kehtestaks, invariantus ei kao olemuselt mitte kuhugi isegi, kui see pole lagranžiaani uurides ilmne. Nagu peatüki alguses näidatud, ei ole massiliikmed kalibratsiooniteisenduse all invariantseid.

Üks huvitav aspekt Higgsi mehhanismi juures on see, et Higgsi osakese enda mass jääb käsitsi sisse kirjutatuks.

3 Standardmodel

Standardmodel on käeline $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ kalibratsiooniteooria, mis on spontaanselt rikutud $SU(3)_C \times U(1)_{em}$ teooriaks. Rühmateoreetilisi tähistusi lahti sõnastades tähendab see, et Standardmodelis tuntud osakesed moodustavad rühmade $SU(3)$, $SU(2)_L$ ja $U(1)_Y$ otsekorru-tise esitustele vastavaid multiplette. Indeks L $SU(2)$ juures tähistab seda, et $SU(2)$ multiplette moodustavad ainult vastavad vasakukäelised osakesed. Y $U(1)$ juures tähendab, et $U(1)$ esitusi moodustavad nõrga hüperlaenguga Y^4 osakesed ning $SU(3)_C$ multipletid on värvlaenguga C osakesed.

$SU(2)_L \times U(1)_Y$ moodustab Standardmodeli elektronõrga sektori. Põhjus, miks ainult va-sakukäelised osakesed moodustavad $SU(2)$ dublette, on puhtalt fenomenoloogiline. Looduses lihtsalt ei ole leitud ühtegi nõrka protsessi, milles osaleks paremakäeline osake. W^\pm bosonid suudavad muuta ainult vasakukäeliste osakeste lõhna. Elektronõrk sektor pakub meile kõige roh-kem huvi, kuna siin tuleb mängu Higgsi mehhanism.

3.1 Elektronõrk ning Higgsi sektor

$SU(2)_L$ kvantarv on nõrk isospinn T , mille kolmas komponent T_3 määrab osakese lõhna. Näiteks elektron on $T_3 = -1/2$ ning vastav neutriino $T_3 = 1/2$. Läbi nõrga isospinni seotud osakesed moodustavad multipletid. Esimese põlvkonna jaoks. Elektrilaeng langeb multipletis ülevalt alla. Nõrk isospinn alt üles, vastavalt $-1/2$ ning $1/2$. Elektrilaeng Q ning hüperlaeng Y on definit-siooni poolest seotud valemiga $Q = I_3 + Y/2$, mida nimetatakse Gell-Mann-Nishijima valemiks.

$$L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e_L \end{pmatrix} \quad Q = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$$

kus e_L , vasakukäeline elektron, ν_e , massitu vasakukäeline neutriino, u_L , vasakukäeline u -kvark, ning d_L , vasakukäeline d -kvark, on käelised Diraci spiinorid.

Vastavad paremakäelised osakesed moodustavad singletid e_R ning u_R ja d_R . Standardmodelis on neutriinod massitud, seega selles teoorias saab neutriino olla vaid vasakukäeline.

⁴Üldiselt on nõrk hüperlaeng tähisega Y_W . Hüperlaeng Y on analoogne suurus $SU(3)$ jaoks.

Need osakesed ei saa *per se* olla massiivsed, kuna vasaku- ning paremakäelised osakesed teisenevad vastava sümmeetriarühma all erinevalt:

$$\begin{aligned}\psi_L &\rightarrow e^{i\frac{1}{2}\vec{\alpha}\vec{\sigma}+i\frac{1}{2}\beta Y}\psi_L, \\ \psi_R &\rightarrow e^{i\frac{1}{2}\beta Y}\psi_R,\end{aligned}\tag{6}$$

kus Pauli maatriksid σ on $SU(2)_L$ teisenduste generaatorid ning nõrk hüperlaeng $U(1)_Y$ generaator. Seega massiliige kujul

$$-m\bar{\psi}\psi = -m(\bar{\psi}_L + \bar{\psi}_R)(\psi_L + \psi_R) = -m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L),$$

ei ole ilmselt invariantne. (lisa B.2)

Fermionide kineetilised liikmed kujul $\bar{\psi}i\gamma^\mu\partial_\mu\psi$ on invariantssed, kui osatuletis ∂_μ asendada vastava kovariantse tuletisega D_μ . Seda tehes ilmuvad ka interaktsiooniliikmed fermionide ning kalibratsioonibosonite vahel.

3.1.1 Higgsi mehhanism Standardmudel

Lisades Standardmudelisse Higgsi välja, toimub spontaanne sümmeetriarikkumine $SU(3)_C \times U(1)_{em}$

teooriaks, kuna lisatud Higgs annab massi nõrga vastastikmõju $SU(2)_L$ ning $U(1)_Y$ kalibratsioonibosonitele ning fermionidele. Alles jääb massitu foton, mis suhtleb elektrilaengut omavate osakestega ning seega säilib vastav $U(1)_{em}$ sümmeetria.

Higgsi mehhanism $SU(2)_L \times U(1)_Y$ sümmeetria rikkumise korral on järgmine.

Esiteks lisame nõrga isospinni dubleti

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix},$$

mille ülemine komponent omab laengut $+e$, et dubleti hüperlaeng oleks $Y = 1$.⁵ Kokku neli vabadusastet, millest kolm annavad kalibratsioonibosonitele massid.

⁵Füüsikaline foton ei jääks muul juhul massituks

Lagranžiaani lisanduvad sellega liikmed

$$\mathcal{L}_\phi = \frac{1}{2} (D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi - V(\phi), \quad (7)$$

kus D^μ on $SU(2)_L \times U(1)_Y$ kovariantne tuletis

$$D^\mu = \partial^\mu + ig_1 \frac{1}{2} \vec{\sigma} \vec{W}^\mu + ig_2 \frac{Y}{2} B^\mu \quad (8)$$

ning $\vec{W} = (W_1^\mu, W_2^\mu, W_3^\mu)$ ning B^μ on vastavalt $SU(2)_L$ ning $U(1)_Y$ kalibratsioonibosonid. Objektid σ on $SU(2)$ generaatorid Pauli maatriksid. Nõrk hüperlaeng, $U(1)_Y$ generaator, Y on lihtsalt lühem notatsioon $Y I_2$ jaoks, kus I_2 on $(2,2)$ –ühikmaatriks. g_1 ning g_2 on vabad parameetrid.

Valime unitaarsele kalibratsioonile vastava vaakumi

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix},$$

mis on tänu sobivale hüperlaengu valikule elektriliselt neutraalne. Tänu sellele säilitab teooria peale

sümmeetriarikkumist $U(1)_{em}$ invariantse, mis jätab footoni B^μ massituks nagu vaja.

3.1.2 Kalibratsioonibosonite massid ning interaktsioonid Higgsiga

Tehes läbi analoogsed arvutused nagu mudelnäites 2.2.1 leiame, et W_1 ja W_2 segunevad ning muutuvad massiivseteks Standardmudeli nõrga mõju bosoniteks W^\pm . W_3 ning B segunevad samuti ning moodustavad massiivse Z bosoni ning massitu footoni γ .

Kalibratsioonibosonite massiliikmed tulenevad kovariantsest tuletisest (8) välja ϕ kineetilises liikmes (7).

Seades Higgsi välja $h = 0$, on tulemuseks

$$\frac{1}{2} (D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi \Big|_{h=0} = \frac{1}{8} v^2 (g_1^2 (W_1^2 + W_2^2) + (-g_1 W_3 + g_2 Y_v B)^2), \quad (9)$$

kus Y_v on vaakumi hüperlaeng.

Defineerime füüsikalised $W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_1 \mp iW_2)$, mis vastavalt tõstavad (W^+) ning langetavad (W^-) $SU(2)$ dublettide nõrka isospinni T_3 , (lisa F.3) muundades interaktsioonides elektrone

neutriinodeks ning vastupidi. Ilmselt kehtib $W_1^2 + W_2^2 = 2W^+W^- = (W^+)^2 + (W^-)^2$, kuna nende massid on võrdsed.

W^3 ning B füüsikalisteks osakesteks segunemise jaoks kirjutame massiliikme kujul

$$\begin{pmatrix} W_3 & B \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_1^2 & -g_1 g_2 Y_v \\ -g_1 g_2 Y_v & g_2^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_3 \\ B \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Paneme tähele, et kui $Y_v = 0$, siis segunemist ei toimu ning mõlemad kalibratsioonibosonid saaksid massi, mis rikuks $U(1)_{em}$. Kui $Y_v = \pm 1$, siis segunemismatriksi determinant kaob ning üks boson jääb massituks. Valik $Y_v = 1$ lubab footonil jääda ka laenguta. See õigustab algset nõrga hüperlaengu valikut.

Segunemismatriksil on kaks omaväärtust ning kaks normeeritud omavektorit

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= 0, & |\lambda_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \begin{pmatrix} g_2 \\ g_1 \end{pmatrix}, \\ \lambda_2 &= g_1^2 + g_2^2, & |\lambda_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \begin{pmatrix} g_1 \\ -g_2 \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Segunemismatriks (10) võtab omavektorite baasis kuju⁶

$$\begin{pmatrix} Z & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_1^2 + g_2^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z \\ \gamma \end{pmatrix} = (g_1^2 + g_2^2) Z^2,$$

kus füüsikalised osakesed Z ning γ on lineaarkombinatsioon kalibratsioonibosonitest W_3 ja B .

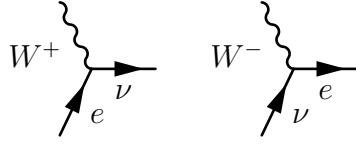
Massiliikmete jaoks tuleb kokku

$$\frac{1}{2} (D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi \Big|_{h=0} = \frac{1}{8} v^2 (g_1^2 (W^+)^2 + g_1^2 (W^-)^2 + (g_1^2 + g_2^2) Z^2), \quad (11)$$

millest massid

$$m_{W^\pm} = \frac{1}{2} v g_1, \quad m_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g_1^2 + g_2^2}, \quad m_\gamma = 0. \quad (12)$$

⁶Omabaasis on matriksi diagonaalelemendid tema omaväärtused.



Joonis 3: W^+ ning W^- bosoni interaktsioon elektroniga ning vastava neutriinoga.

Diagonaliseerimise käigus leitud unitaarne maatriks, mis segab omavahel B ning W_0 antakse kujul

$$\begin{pmatrix} Z \\ \gamma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_3 \\ B \end{pmatrix},$$

kus θ_W on Weinbergi nurk, mis on defineeritud

$$\theta_W = \frac{m_W}{m_Z}.$$

Interaktsiooniliikmete jaoks Higgsi ning kalibratsioonibosonite vahel, näiteks hWW interaktsioon, leiame täpselt samal viisil kasutades seost (12), et siduda parameeter g_1 massiga m_W ning vaakumi ooteväärtusega v .

$$\frac{1}{2} (D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi \Big|_{hWW} = \frac{m_W^2}{v} h W^\pm W^\pm.$$

Verteksi faktor, mis diagrammides ilmub, on sama väärtus m_W^2/v korrutatud verteksis osalevate identsete osakeste arvuga n !

$$2 \frac{m_W^2}{v}.$$

Feynmani reegel verteksi jaoks, kus osaleb Higgs ning kaks identset W -bosonit on [23]

$$2i \frac{m_W^2}{v} g^{\mu\nu} P_L, \quad (13)$$

kus $g^{\mu\nu}$ on meetrika ning P_L projektsioonioperaator.

3.1.3 Fermionide massid ning interaktsioonid Higgsiga

Et siduda erinevate kvantarvudega vasak- ning paremkäelised osakesed nii, et massiliige oleks invariantne, on vaja nad siduda kokku läbi Higgsi välja. Higgsi väli kompenseerib kvantarvud,

lubades erinevate käelisustega osakestel seguneda, et tekiks nõutava sümmeetriarühmaga massiliige.

Nõrga isospinni dublettides all asuvad fermionid (näiteks d -kvargid ning elektronid) saavad massid samal viisil läbi neile ainukese võimalike interaktsiooniliikme nii, et säiliks vajalik sümmeetria

$$\mathcal{L}_{yukawa} = -g_y(\bar{\psi}_L\phi\psi_R + \bar{\psi}_R\phi^\dagger\psi_L). \quad (14)$$

Nendest liikmetest leiame korraga nii konstantse massiliikme, mis tekib tänu vaakumi ooteväärtusele v kui ka interaktsiooniliikme Higgsi bosoniga.

Nõrga isospinni dublettide ülemise osa jaoks, näiteks t -kvargi massi jaoks saab kirja panna sarnaselt $SU(2)_L \times U(1)_Y$ invariantne liige

$$\mathcal{L}_{yukawa} = g_y \left(\bar{\psi}_L \tilde{\phi}^c \psi_R + \bar{\psi}_R \tilde{\phi}^{c\dagger} \psi_L \right), \quad (15)$$

kus

$$\tilde{\phi}^c = -i\sigma_2\phi^* = -\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v+h \\ 0 \end{pmatrix}.$$

t -kvargi jaoks konkreetselt

$$-\frac{g_y}{\sqrt{2}} \left(\begin{pmatrix} \bar{t}_L & \bar{b}_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v+h \\ 0 \end{pmatrix} t_R + \bar{t}_R (v+h \quad 0) \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix} \right) = -\frac{g_y}{\sqrt{2}} (v+h) (\bar{t}_L t_R + \bar{t}_R t_L).$$

Defineerides $m_t = \frac{g_y v}{\sqrt{2}}$ saame massi- ning interaktsiooniliikmed t -kvargi jaoks:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{mass} &= -m_t \bar{t}t, \\ \mathcal{L}_{int} &= -\frac{m_t}{v} h \bar{t}t. \end{aligned}$$

Me teame, mis on v , m_t on mõõdetud ning seega vaba parameeter $g_y = g_{htt}$ fikseeritud t -kvargi Yukawa seose jaoks. Seega, interaktsiooniliige Higgsi bosoniga on ennustatava seosekonstandiga.

$$g_{htt} = -\frac{m_t}{v}. \quad (16)$$

Paneme tähele märgierinevust seosekonstantides kalibratsioonibosonitega ning fermionidega. Füüsikaliste spinn-1 osakeste massiliige peab olema positiivne ning fermionidel negatiivne. Vastav märk kandub automaatselt ka interaktsioonikonstantidesse Higgsi väljaga.

3.1.4 v mõõtmine ning Higgsi mass

Me teame v väärtust tänu seosele (12) ning müüoni lagunemise ristlõike mõõtmisele, kus Fermi konstant G_F on seotud müüoni ning W -bosoni seosekonstandiga.

$$\frac{g_1^2}{8m_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}},$$

kus Fermi konstant G_F on mõõdetud arvulise väärtusega $1.166 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$. Kasutades leitud võrdusi (12), leiame

$$v = \sqrt{\sqrt{2}G_F}^{-1} \approx 246 \text{GeV}.$$

Higgsi mass on seotud vaakumi ooteväärtusega ehk elektronõrga skaalaga v

$$m_h = \sqrt{2\lambda v^2}. \quad (17)$$

kus vaba parameeter λ , mis kirjeldab Higgsi välja eneseinteraktsiooni, on määratav, mõõtes Higgsi osakese massi.

3.2 Standardmudeli omadused

3.2.1 Renormeeritavus

Higgsi mehhanismiga peavad osakeste massid olema teooriasse käsitsi sisse kirjutatud. Tagajärjeks on unitaarsuse rikkumine mõnedes protsessides. Näiteks liikumissuunaliselt polariseeritud $WW \rightarrow WW, ZZ$ hajumine, kus kõrgetel energiatel on ristlõike võrdeline massikeskme energia ruuduga.[24] Õeldakse, et antud polarisatsiooniga W bosonid käituvad halvasti. Higgsi mehhanism taastab unitaarsuse, pärssides selliste protsesside amplituude.[25]

Lisades käsitsi massi, anname osakestele automaatselt juurde ühe polarisatsioonivabaduse. Efektiivselt tekitame me käsitsi iga massi kohta ühe Goldstone'i bosoni. Higgsi välja lisades

teeme me sisuliselt täpselt sama. Tekib küsimus, miks Higgsi väljaga teooria käitub hästi, aga käsitsi lisatud massidega mitte?

Ilma massideta W bosonid käituvad hästi, kuna liikumissuunaline polarisatsioon puudub. Kui me lisame teoriasse Higgsi dubleti, mis iseseisvalt käitub samuti hästi, siis kogu teooria käitub hästi. Higgsi mehhanism ei tee muud, kui vaid segab need osakesed kokku meile tuntud füüsikalisteks osakesteks.

Renormeeritavuse seisukohalt on Higgsi mehhanismi järeldused kaugeleulatuvad. Massideta sümmeetriarühmaga teooria on alati renormeeritav. Iga teooria, mis tuleneb mõne suurema renormeeritava teooria sümmeetriarikkumisest, on alati renormeeritav.[22] Seega Standardmodel on automaatselt renormeeritav mudel.

3.2.2 Kõrged energiad

Kõrgetel energiatel, kus v muutub ebaoluliseks, toimub sümmeetria taastumine. Kalibratsioonibosonid muutuvad massituteks, vabastades liikumissuunalisele polarisatsioonivabadusele vastavad Goldstone'i bosonid. Standardmodeli korral rekombineeruvad Goldstone'id nelja vabadusastmega Higgsi dubletti, jättes alles kolm massitut kalibratsioonibosonit. [13] Arvutuste poolest lubab see lihtsustada protsesse, kus osalevad kõrgete energiatega ($\gtrsim 200\text{GeV}$) W ning Z bosonid, asendades liikumissuunaliselt polariseeritud bosonid vastavate skalaarsete Goldstone'idega.

3.2.3 Standardmudelist kaugemale

Standardmodel on fenomenoloogiline mudel, mis ühendab looduses avastatud fundamentaalsed jõud ühte raamistikku.

Puudu olev gravitatsioon sobituks Standardmudelisse, kui leitaks mõni spinn 2 osake, millel oleksid täpselt vajalikud omadused, et olla graviton ehk gravitatsiooniradiatsiooni edastav osake.

Tumeaine ei ole kirjeldatav Standardmodeli raames. Välja on pakutud palju mudeleid, millest üks põhineb nõrgalt interakteeruvate massiivsete osakeste olemasolul. Nende hüpoteetiliste osakeste omadused kattuvad neutriinode omadega välja arvatud massi poolest. Arvatakse, et alates Suurest Paugust on mainitud osakeste omavahelise annihilatsiooni tõttu toimunud nende kont-

sentratsiooni vähenemine kuni punktini, mil osakesed enam üksteist ei "näe" ning säilivad see-
ga universumis praktiliselt detekteerimatu foonina, mis seletaks tumeainele omistatud efekte.
Öeldakse, et toimub termodünaamilise tasakaalu mõttes välja külmumine⁷. [12]

Standardmudel on neutriinod massitud. Neutriinode ostsillatsioon annab põhjust teisiti ar-
vata. See aga tähendaks, et neutriinod looduses eksisteerib ka paremakäelisi neutriinosid ning
see oleks vaja Standardmudelisse arvesse võtta. Välja pakutud kiige mehhanismi järgi eksistee-
rivad paremakäelised neutriinod, kuid on väga rasked ning sel põhjusel seni avastamata. [3]

Avastatud Higgsi boson massiga 125,5 GeV [7] kinnitades Higgsi välja eksisteerimist aitab
seletada meile tuntud osakeste masside olemasolu. Higgsi mehhanism ei ennusta paraku nende
arvulisi väärtusi.

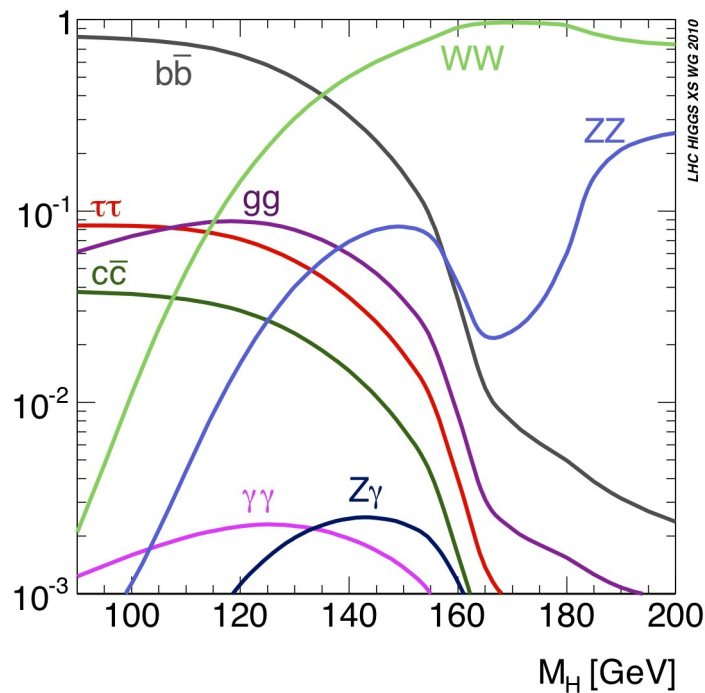
Toome välja mõned põhilised Higgsi ning elektronõrka sektorit puudutavad küsimused:

- Kas Higgs on elementaarne või mitte?
- Mis põhjendab Higgsi potentsiaali kuju?
- Miks ja kuidas toimub elektronõrk sümmeetriarikkumine?
- Kas Higgs võib laguneda millekski seni avastamatuks?
- Mis juhtuks, kui oleks mitu Higgsi?
- Miks on massid sellised, nagu mõõdetud?
- Miks on segunemine selline, nagu mõõdetud?
- Kas Standardmudeli käelikus peegeldab mingit fundamentaalset asümmeetriat?
- Kas Standardmudel on mingi üldisema sümmeetria rikkumise tulemus?

⁷Inglise keeles *freeze out*.

4 Higgsi peamised lagunemiskanalid, eksperiment ning ennustused

Kasutades leitud seoseid, on võimalik välja arvutada teoreetilised Higgsi osakese erinevateks osakesteks lagunemise tõenäosused.[10] Lagunemisprotsesside mõõtmine on kõige otsesem viis, kuidas kinnitada Standardmudeli teoreetilisi ennustusi. Higgs saab laguneda osakesteks, mille

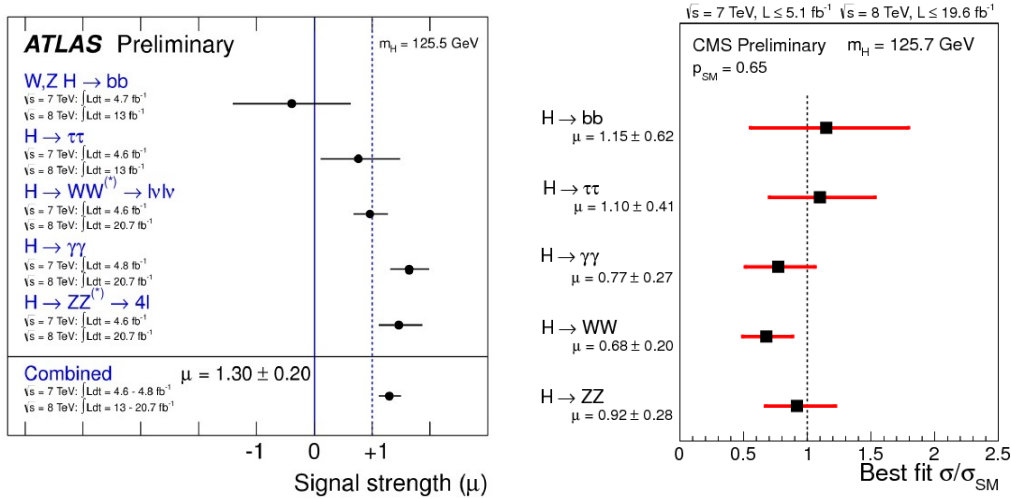


Joonis 4: Higgsi lagunemiskanalite suhted Higgsi massi funktsioonina [8].

summaarne energia on väiksem kui ta seisueenergia. Peamised lagunemisprotsessid on $h \rightarrow \bar{b}b$, $\bar{c}c$, gg , $\gamma\gamma$, $\tau\tau$. Võimalik on lagunemine ka WW ja ZZ bosoniteks tingimusel, et vähemalt üks neist on virtuaalne. Siis kirjutatakse $h \rightarrow WW^*$, kus W^* tähistab virtuaalset bosonit, mida ei saa otseselt mõõta.

2013. Moriondi konverentsis avaldatud andmete põhjal, mille järgi Higgsi massi hinnang on $m_h \approx 125.5 \text{ GeV}$ [1][7], saab võrrelda mõõdetud lagunemisristlõikeid ennustatutega. Koostatud graafik (5) iseloomustab katseandmete ühtivust Standardmudeli ennustustega. Muutuja μ on de-

fineeritud $\mu = \sigma/\sigma^{SM}$, kus σ on mõõdetud ja σ^{SM} ennustatud ristlõige ning $\mu = 1$ tähendab ideaalset klappi Standardmudeliga. $b\bar{b}$ lagunemise tõenäosus on ATLASe andmetel madalam



Joonis 5: Signaali tugevus koos määramatusega vastavalt [5], [6]. Punktiirjoon vastab Standard-mudeli ennustustele.

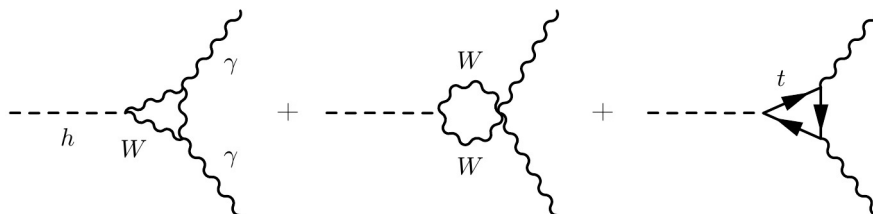
ning $\gamma\gamma$, WW ning ZZ bosoniteks lagunemise määr mõõdetud suurem, kui ennustatud. Pole välistatud, et see on pelgalt statistiline viga mõõtmistes, mida kipuvad kinnitama CMSi andmed. Kuid tulemused võivad viidata mõnele seni avastamata nähtusele.

4.1 Higgsi lagunemine footoniteks

Uurides konkreetselt $h \rightarrow \gamma\gamma$ protsessi SM raames leiame, et amplituudi mahasurutus seisneb peaaegu täielikus destruktiivses interferentsis kahe juhtivat järku diagrammi vahel, millele avaldab enim mõju suhteline märgi erinevus Higgsi seosekonstantides kalibratsioonibosoni W ning kvarkidest raskeima, t -kvargi, vahel. Yukawa seos Higgsi ning t -kvarki vahel on samuti määrava tähtsusega vastuolulise Higgsi omaenergia diagrammi juures, kus suurima panuse annab virtuaalne $t\bar{t}$ silmus. Seega $h \rightarrow \gamma\gamma$ protsessi uurimise motivatsioon on selge.

Kuna Higgs saab suhelda vaid massiga osakestega, siis lagunemine footoniteks on võimalik vaid massiivsete osakeste vahendusel, mis on põhjendatud osas 3.1.2. Samuti, kuna footon inte-

rakteenub vaid laetud osakestega, peab Higgs lagunema laetud massiivseteks osakesteks.⁸ Peamised lagunemisprotsessid toimuvad läbi t -kvarkide või W -bosonite poolt tekitatud silmuse.



Joonis 6: Higgsi lagunemine footoniteks. Nende diagrammide vahel toimub tugev destruktiiivne interferents.

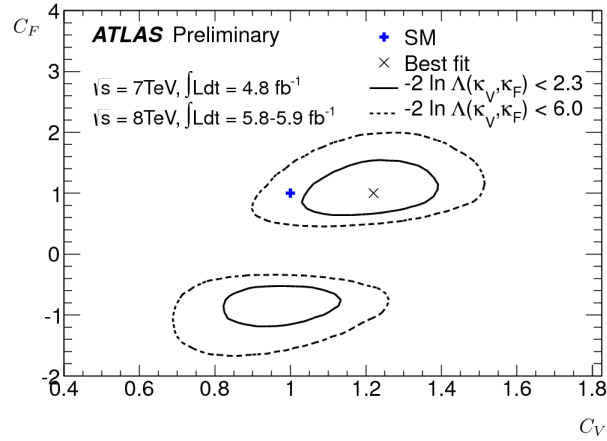
Standardmudel ennustab nende W - ning t -silmustega diagrammide vahel destruktiiivset interferentsi, mis surub alla protsessi amplituudi ning seeläbi ka ristlõike.[20] Interferentsi tõttu on raske antud protsessi põhjal määrata t Higgsi Yukawa seose ning Higgsi seose W -bosoniga suhteline märk. Tulemuseks on katseandmete analüüsis seoste jaoks kaks intervalli.

Joonis (7) näitab katseandmete analüüsi märgi suhtes. C_V iseloomustab vektor-Higgs ning C_F fermion-Higgs seosekonstandi erinevust Standardmodeli väärtusest. Suhtelise märgi muutmine ei ole LHC andmete põhjal välistatud.

Selleks, et interferentsitüüpi määrav suhteline märk kindlaks teha, ei piisa üksi lagunemiste uurimisest. Artiklites [14] ja [4] näidatakse, et protsessid $qb \rightarrow q'th$ ning $h \rightarrow b\bar{b}$ annavad piisavalt informatsiooni seosekonstantide suhtelise märgi kindlaks määramiseks.

Suhtelise märgi vahetus, mis suurendab Higgsi lagunemis- ning tekkeprotsesside amplituudi kõrgetel energiatel, tähendab seda, et protsess võib hakata ühel hetkel unitaarsust rikkuma. Et uurimus ei annaks alusetuid tulemusi, on vaja hinnata unitaarsuse rikkumise skaala Λ , kuni milleni efektiivne teooria kõlbulik on. Artiklis [14] leitud tulemuse $\Lambda \approx 9,3\text{TeV}$ taasloomine moodustab käesoleva töö praktilise osa.

⁸Higgsi osake on paarsusega 1,[9] seega saab ta paarsuse jäävuse alusel laguneda vaid paarisarvuks footoniteks paarsusega -1 .



Joonis 7: Seosekonstantide märgi sobitusandmed [5].

4.2 Häiritusarvutuse kasutatavus Higgsi sisaldavates protsessides

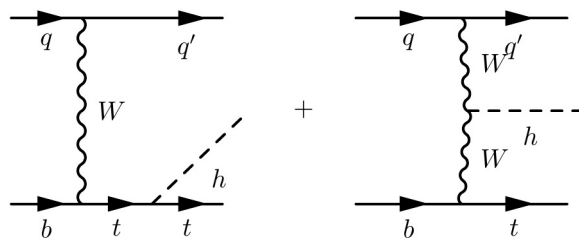
Higgsi mehhanismiga kasvab liikumissuunaliselt polariseeritud $WW \rightarrow WW$ hajumise ristlõike kõrgetel energiatel võrdeliselt massikeskme energia ruuduga. See viib unitaarsuse rikkumiseni energial $\Lambda \approx 1,2\text{TeV}$. Higgsi bosoni lisamine diagrammidesse viib ristlõike sumbumisele tingimusel, et Higgsi mass ei ole liiga suur. See protsess seab ühtlasi piiri häiritusarvutuse rakendatavuse piirile ning määrab seega ka piirangu Higgsi massile, kuni milleni teooria renormeeritavus säilib. Võib näidata, et piir on[18]

$$m_h \leq \sqrt{\frac{8\pi\sqrt{2}}{3G_F}} \approx 1\text{ TeV}.$$

Mõõdetud $m_h \approx 125,5\text{GeV}$ on sellega kooskõlaline.

5 Unitaarsuse rikkumine protsessis $Wb \rightarrow th$

Protsessi $qb \rightarrow q'th$ amplituud on väga tundlik t -kvargi ning Higgsi Yukawa seosekonstandi märgile tänu tugevale destruktiivsele interferentsile. Antud protsessis t Yukawa seose märgi pööramine tekitaks mõõdetava signaali LHC kiirendis juba tagasihoidlikel koguluminisiteetidel mõned kümned fb^{-1} [4]⁹ ning tooks kaasa suurenenud $h \rightarrow \gamma\gamma$ ristlõike, mõjutamata protsesse, kus W -bosonid ei osale. Näiteks gluuon-gluuon ühinemine Higgsiks ehk $gg \rightarrow h$.



Joonis 8: Assotsiatseeritud Higgsi tekkimine koos t -kvargiga protsessis $qb \rightarrow q'th$.

5.1 Asjakohased diagrammid ning protsessi amplituud

Arvestades energiat, mis on vaja b -kvargi t -kvargiks muutmise jaoks, võib küllalt heas lähenduses lugeda vahendatav W -boson massipinnal olevaks. $bq \rightarrow tq'h$ amplituudid faktoriseeruvad sel juhul protsessideks $Wb \rightarrow th$ ning $q \rightarrow Wq'$. Uurime seda osa, kus sisenev W -boson interakteerub vasakukäelise¹⁰ b -kvargiga, tekib t -kvark ning assotsieeritud Higgs'i boson. Eesmärgiks võtame amplituudi avaldise lihtsustamine ning kõrge energia piirjuhu leidmine, et lõpuks hinnata, mis energiapiiril hakkab amplituud unitaarsust rikkuma.

Arvutuste lihtsustamiseks võtame arvesse ainult diagrammi siseneva W -bosoni impulsisuunalise polarisatsiooni, kuna see polarisatsioonivabadus annab amplituudi juhtivat järku parandi. See tähendab, et polarisatsioonivektori ϵ^μ võime asendada impulsiga k^μ/m_W , kuna kõrgel energial

$$\epsilon^\mu = \frac{1}{m_W} (k, 0, 0, E) \rightarrow \frac{1}{m_W} (E, 0, 0, E) = \frac{k^\mu}{m_W}$$

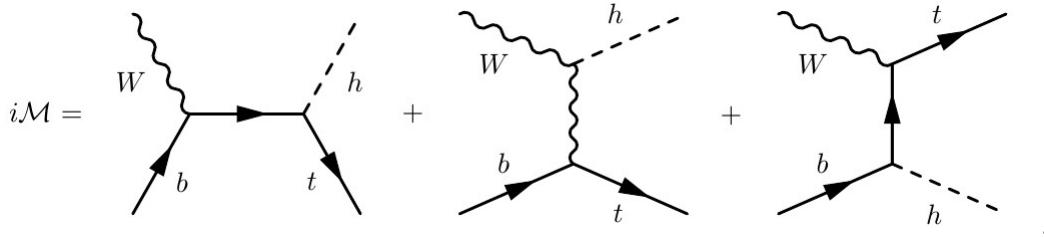
⁹1b = 10^{-28}m^2

¹⁰Käsitluse all olevad fermionid on kõik massitud, seega spiraalsus on samastatav käelisusega.

ning ilmselt kehtib $\epsilon_\mu k^\mu = 0$.

Kuna b ning t -kvargi masside suhe on $\sim 2,4\%$, mõjutaks b -kvargi massi arvestamine amplituudi sama protsendi võrra, siis loeme b -kvargi massituks.

Protsessi amplituud Feynmani diagrammide kaudu väljendatuna on:



Defineerime p_b, p_t, p_h ning k kui vastavalt b -kvargi, t -kvargi, Higgsi bosoni ning W -bosoni 4-impulsid. Mainitud eeldustel saame amplituudi kujul, mida saab tunduvalt lihtsustada, kasutades Diraci võrrandit (lisa A) ning Mandelstami muutujaid

$$\begin{aligned} s &= (p_b + k)^2 = (p_t + p_h)^2 \approx 2p_b k, \\ t &= (p_b - p_h)^2 = (k - p_t)^2 \approx -2k p_t, \\ u &= (p_b - p_t)^2 = (k - p_h)^2 \approx -2k p_h \end{aligned} \quad (18)$$

suurte energiatega juures, kus $s, -t, -u \gg m_t^2, m_W^2$.

Peale lihtsustusi (lisa D) saame amplituudiks

$$i\mathcal{M} = i \frac{\sqrt{2}m_t}{v^2} (C_F - C_V) \bar{u}^R(p_t) u^L(p_b), \quad (19)$$

kus oleme defineerinud $g_{HWW} = C_V g_{HWW}^{SM}$ ning $g_{HFF} = C_F g_{HFF}^{SM}$, kus SM tähistab Standard-mudeli ennustust, et amplituudi sõltuvust seosekonstantide suhtelise märgi mõjust uurida.

Näeme, et protsessis osalevad ainult vasakukäelised b -kvargid. Paremakäelised b -kvargid osalevad 3. diagrammis, kus väljuv osake võib muuta interaktsioonis Higgsiga oma käelisust. Kõrgetel energiatel on see protsess tugevalt mahasurutud.

5.2 Spiinorid

Leiame otsese arvutuse teel amplituudi protsessile, kus algne b -kvark on vasaku- ning lõppseisundi t -kvark paremakäeline. Seejärel uurime, kuidas amplituudi moodul käitub suurte

energiate juures ning leiame hinnangu energiapiirile, mille juures hakkab protsess unitaarsust rikkuma.

Arvutades protsesse, kus käelisus on tähtis, on mugav kasutada Weyli esitust (lisa B.5) spii-
norite jaoks, mis jagab 4-komponendilised spiiinorid vasaku- ning paremakäeliseks osaks

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Valides massikeskme taustsüsteemis algse b -kvargi impulsi z -telje suunalise, tähendab z -telje
suunaline spinn paremakäelisust ning $-z$ suunaline vasakukäelisust.

$$p_b = (E, 0, 0, p^3) \rightarrow (E, 0, 0, E).$$

Vastav spiiinor $u(p_b) = u_b$ on Weyli esituses (lisa B.5)[21]

$$u_b = \begin{pmatrix} \sqrt{p\sigma}\xi \\ \sqrt{p\bar{\sigma}}\xi \end{pmatrix},$$

kus $\sigma = (1, \vec{\sigma})$ ning $\bar{\sigma} = (1, -\vec{\sigma})$. Nendest moodustatud $\sqrt{p\sigma}$ on $(2,2)$ -maatriksid, millede
omaväärtustest on võetud ruutjuur. Objektid ξ kirjeldavad spinni ning $\vec{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$, σ_i on
Pauli maatriksid.

b -kvargi impulsivaliku tõttu on $\sqrt{p\sigma}$ diagonaalne ning ruutjuur on võetav ilma raskusteta.
Valime baasi, kus

$$\xi^\uparrow = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \xi^\downarrow = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix},$$

ξ^\uparrow on spinn z -telje suunaline ning vastupidi.

Spiinor paremakäelise ning vasakukäelise b -kvargi jaoks

$$u_b^R = \sqrt{2E} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad u_b^L = \sqrt{2E} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Kuna me otsime amplituudi, kus alguses on kindla käelisusega b -kvark ning lõpus kindla käelisusega t -kvark, peame arvestama protsessi kineetika sõltuvust nurgast θ , mis iseloomustab b -kvargi impulsi suuna muutust.

Ilmselt poleks enam z -telje suunalise spinniga t -kvark selgelt ei vasaku- ega paremakäeline. Selle saamiseks on vaja spiinorit pöörata nurga θ võrra, et viimane impulsi suunaga ühtiks.

Kasutades spiinorite teisenemiseeskirja (lisa C), leiame vasaku- ning paremakäelised spiinorid kõrge energia piirjuhul, kus t -kvargi mass ei mõjuta oluliselt spiinori kuju¹¹

$$u_t^L = \sqrt{2E} \begin{pmatrix} -\sin \frac{\theta}{2} \\ \cos \frac{\theta}{2} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad u_t^R = \sqrt{2E} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \cos \frac{\theta}{2} \\ \sin \frac{\theta}{2} \end{pmatrix}.$$

Tulemused on igati kooskõlalised meie algse tingimusega, et t -kvark oleks kindla käelisusega. Nagu Weyli esituse kohta juba märgitud, iseloomustab spiinori ülemine osa vasakukäelist ning alumine paremakäelist osa.

5.3 Kõrge energia amplituud

Nüüd võib arvutada eksplitsiitselt spiinorite kontraktsiooni, mis sisuliselt määrab tõenäosuse amplituudi, et vasakukäeline b -kvark muutub protsessi käigus vastava käelisusega t -kvargiks

$$\bar{u}_t^R u_b^L.$$

Arvutame välja ainult selle protsessi, kus vasakukäeline b -kvark läheb üle paremakäeliseks t -kvargiks, mis on domineeriv kõrgete energiatega juures (19). Tulemuseks on

$$\bar{u}_t^R u_b^L = \sqrt{s} \sin \frac{\theta}{2}.$$

Kuna antud juhul on spiinorid reaalsed, võisime hermiitilise kaaskompleksi asemel kasutada lihtsalt transposeerimist.

¹¹Massiivne osake ei saa olla kunagi kindla käelisusega, kuna ta ei rahuldaks Diraci võrrandit.

Amplituud (19) selle protsessi jaoks on

$$i\mathcal{M} = i\sqrt{s} \sin \frac{\theta}{2} \frac{\sqrt{2}m_t}{v^2} (C_F - C_V). \quad (21)$$

Amplituudi mooduli sõltuvus t -kvargi hälbenurgast θ iseloomustab impulssmomendi jäävust. Protsessis vasakukäelise b -kvargiga on t -kvargi eelissuunaks pööre $\theta = \pi$ ehk lihtsalt tagasi. Ükski paremakäeline t -kvark ei saa omada protsessis osalenud vasakukäelise b -kvargiga sama suunda, mis vastab pööridele $\theta = 0$ võrra.

Viidates amplituudi (21) θ sõltuvusele näeme, et enim t -kvarke, mis osalevad uuritavas protsessis, liiguvad tagasi nurga $\theta = \pi$ all võrreldes esialgse b -kvargi impulsi suunaga. Eksperimentis vastab see hadronite voole eelistatult mööda kiirendi telge. $\theta = \pi/2$ all on amplituud ligi 71% maksimaalsest.

5.4 Unitaarsuse rikkumine

Amplituud (21) on

$$\mathcal{M} = \sqrt{s} \sin \frac{\theta}{2} G,$$

kus

$$G = \frac{\sqrt{2}m_t}{v^2} (C_F - C_V).$$

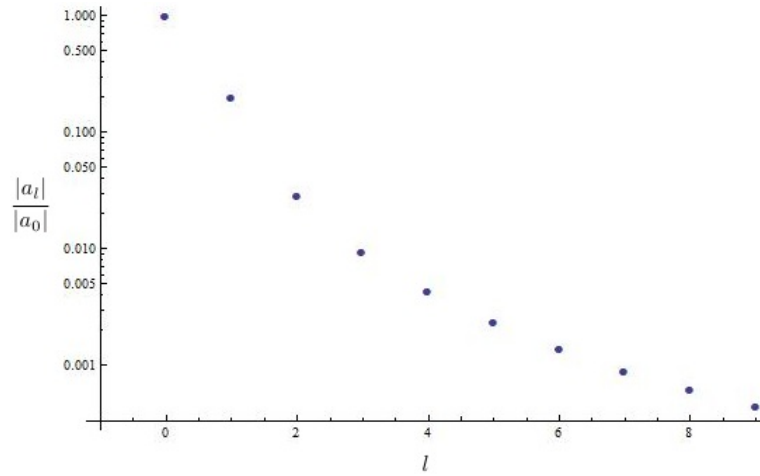
Suurima panuse annab osalainete rea (lisa E) esimene liige ehk s -laine ($l = 0$) amplituud (graafik 9)

$$a_0 = \frac{1}{32\pi} \int_{-1}^1 d\cos\theta \mathcal{M} = \sqrt{s} \frac{G}{32\pi} \int_{-1}^1 d\cos\theta \sin \frac{\theta}{2} = -\sqrt{s} \frac{G}{24\pi}.$$

Leiame siit unitaarsuse rikkumise skaala (lisa E) $\sqrt{s} = \Lambda$ mitteelastsele protsessile $Wb \rightarrow th$, millest alates $|a_0| > 1$, [14]¹² avaldise ning arvulise väärtuse

$$\Lambda = \frac{24\pi}{G} = 12\sqrt{2}\pi \frac{v^2}{|C_F - C_V|m_t}.$$

¹²Mainime, et sama autor on kasutanud varasemas artiklis [19] mitteelastse protsessi korral tõket $|a_0| \leq 1/2$ pealtnäha sama normeeringu korral. Tõket $|a_0| \leq 1$ kinnitab antud töös kasutatud normeeringu korral ka artiklid [2] ning sama autori osalusel [14]. Artiklid [19] ning [11] viitavad aga $|a_0| \leq 1/2$ õigsusele.



Joonis 9: Esimesed kümme $|a_l|$ väärtust logaritmilisel skaalal suurima panuse suhtes.

Seades $C_V = -C_F = 1$, leiame unitaarsuse rikkumise alumise piiri ¹³

$$\Lambda \approx 9,3 \text{ TeV},$$

mis klapib artiklis [14] leituga.

Paneme tähele, et Standardmudeli väärtusi kasutades $\Lambda \rightarrow \infty$ ning unitaarsus jääb rikkumata.

Saadud tulemus ütleb meile, et kui pöörata seosekonstantide suhteline märk, hakkab antud protsess energial Λ unitaarsust rikkuma. See tähendab, et alates energiatest Λ hakkab rolli mängima mingi uus nähtus.

Kasutades artiklis [11] toodud tõket $|a_0| \leq 1/2$ on unitaarsuse rikkumise skaala Λ kaks korda väiksem, kui eelnevalt leitu ning protsess rikuks unitaarsust $C_V = -C_F = 1$ korral juba energia $\sqrt{s} \approx 4,15 \text{ TeV}$. Antud protsess ei oleks enam sobilik suhtelise märgi uurimiseks, kuid võiks osutada kasulikuks standardmudelivälise füüsika otsimiseks.

¹³ t -kvargi mass $m_t = 172.9 \text{ GeV}$ on võetud kokkuvõttest [16].

5.5 Hajumisristlõige kõrgetel energiatel

$2 \rightarrow 2$ protsessi diferentsiaalse ristlõike ruuminurga kohta hindamiseks leitakse massikeskme taustsüsteemis massitute osakeste piirjuhul [21]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{|\mathcal{M}|^2}{64\pi^2 s}. \quad (22)$$

Kõrge energia ristlõige tuleb keskmistades üle sisenevate osakeste polarisatsioonide

$$\sigma = \frac{1}{6} \int d\phi d\theta \sin \theta \frac{|\sqrt{s} \sin \frac{\theta}{2} G|^2}{64\pi^2 s} = \frac{m_t^2}{96\pi v^4} |C_F - C_V|^2 = 10,53 |C_F - C_V|^2 \text{ pb}. \quad (23)$$

Tavaliselt hinnatakse ristlõiget integreerides üle nurga θ vaid mingi kindla väärtuseni θ_0 , mida iseloomustab $\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta_0}{2}\right)\right)$. Sagedane valik on $\eta = 2$. Põhjus peitub selles, et üldiselt eksisteerib protsessi ristlõike θ sõltuvuse jaoks kollineaarne singulaarsus, mis rikub unitaarsust protsessis, kus lõppoleku osakesed liiguvad algse impulsi suuna suhtes samas sihis.

Hinnangu unitaarsuse rikkumise skaalale võib anda ka läbi hajumisristlõike. Artiklites [11] ning [19] on näidatud, et mitteelastse $2 \rightarrow n$ protsessi korral peab ristlõige rahuldama

$$\sigma \leq \frac{4\pi}{s}.$$

Protsess hakkab unitaarsust rikkuma juhul, kui $\sqrt{s} > \sqrt{\frac{4\pi}{\sigma}}$. Kasutades tulemust (23) leiame uue hinnangu Λ jaoks

$$\Lambda = 8\sqrt{6}\pi \frac{v^2}{|C_F - C_V|m_t},$$

mis on osalainetel põhineval meetodil saadud tulemusest $2/\sqrt{3}$ korda suurem ning arvulise väärtusega $\Lambda \approx 10,7 \text{ TeV}$.

5.6 Tulemuste analüüs

Higsi lagunemine footoniteks sõltub tugevalt Higsi t -kvargi Yukawa ning W bosoni seoskonstantide vahest. Me hindasime, et uus füüsika võib mõjutada tulemusi alles energiatel vähemalt $\Lambda \approx 9,3 \text{ TeV}$. Uurides lisaks $qb \rightarrow q'th$ protsesse, on võimalik kindlaks määrata suhteline märk ning leida seletus, miks on footoniteks lagunemise tõenäosus mõõdetud suurem, kui Standardmudeli raames arvatud.

Protsessi kõrge energia ristlõige on väga tundlik t -kvargi Yukawa seosese märgi suhtes varieerudes Standardmudeli ennustatud 0 kuni pööratud märgile vastava väärtuseni 42,12pb. Seega antud protsess võib osutuda kasulikuks jutualuse suhtelise märgi kindlaks tegemisel.

Juhul kui uuemate tulemuste põhjal ilmneb, et $C_V = -C_F = 1$, võib kiirendites alates $\sqrt{s} \approx 9,3\text{TeV}$ hakata leidma siiani avastamatuks jäänud nähtusi, mis avaksid tee suurte arengute jaoks osakestefüüsika vallas ning loodetavasti aitaksid leida seletust seni vastamata jäänud küsimustele, eelkõige Standardmudeli elektronõrga ning Higgsi sektorite suhtes.

Kui siiski osutub, et Standardmudeli ennustus on õige, peame otsingud mujale suunama. Tume energia, supersümmeetria ning muud kinnitust leidmata teooriad võivad jääda veel pikaks ajaks lahtisteks.

LHC on aastaks 2015 plaanitud saavutamaks energiasid 14 – 15 TeV ning plaanitud on testimaks eelkõige Higgsi füüsikat.

HIGGSI FÜÜSIKA STANDARDMUDELIS JA VÄLJASPOOL

Toomas LAIGNA

6 Kokkuvõte

Käesolev bakalaureusetöö on mõeldud ettevalmistusena tegelemaks osakestefüüsikaga sügavamal tasemel.

Töös tehti esmane tutvus kalibratsiooniteooriaga ning spontaanse sümmeetriarikkumise ideega. Uuriti ülevaاتlikult Standardmudeli elektronõrka ning Higgsi sektorit masside tekke seisukohalt, mille üldjooni on töös kirjeldatud. Tehti lühike kokkuvõte Standardmudeli hetkeolukorra kohta ning hinnati võimalikke arengusuundi. Esitati kõige uuemad Higgsi osakest puudutavad katseandmed ATLAS'e ning CMS'i kollaboratsioonidelt. Toodi välja võimalik ebakõla Standardmudeli ennustuse ning mõõdetud väärtuste jaoks $h \rightarrow \gamma\gamma$ kanalis ning vaadati võimalikke põhjuseid. Viimati mainitud protsessi ristlõiget mõjutab Higgsi t -kvargi Yukawa ning Higgsi ja kalibratsioonibosonite seosekonstantide suhteline märk. Aitamaks märki kindlaks teha, võib piisava tundlikkusega protsess olla $Wb \rightarrow th$, mille ristlõige kasvab kõrgetel energiatel suhtelist märki muutes tunduvalt kiiremini, kui $h \rightarrow \gamma\gamma$. Protsess $Wb \rightarrow th$ oli aluseks viimaks läbi õpetuslik arvutus osakestefüüsikas, kus hinnati unitaarsuse rikkumise skaalat ning ristlõiget kõrgetel energiatel ning tehti tulemuste analüüs.

HIGGS PHYSICS IN THE STANDARD MODEL AND BEYOND

Toomas LAIGNA

7 Summary

This bachelor's thesis is intended as a primer for studying particle physics on a more fundamental scale.

A first contact was made with gauge theories and the idea of spontaneous symmetry breaking was explored. The electroweak and Higgs sectors of the Standard Model were studied with emphasis on mass generation, which was outlined in the current thesis. A short summary was made of the current experimental and theoretical status of the Standard Model and possible developments were considered. The latest experimental data from ATLAS and CMS collaborations regarding the Higgs boson were presented and analyzed. A mismatch in the $h \rightarrow \gamma\gamma$ channel was pointed out. The latter process is sensitive to the relative sign between the Higgs t -quark Yukawa and gauge bosons to Higgs couplings. In that regard, a process more sensitive to the relative sign at high energies and thus helpful in lifting the degeneracy could be $Wb \rightarrow th$, which served as a foundation for an instructive calculation in high energy physics in which the unitarity violation scale and high energy cross-section were calculated and analyzed.

LISAD

A Diraci võrrand

Diraci võrrand kirjeldab spinn-1/2 osakesi.

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi = 0,$$

kus γ^μ on gamma maatriksid. (lisa B.1) Positiivsete energiatega vaba osakese lahendid $u(p)$ (osakesed) rahuldavad võrrandit

$$(\not{p} - m) u(p) = 0.$$

Vastavad negatiivsete energiatega lahendid $v(p)$ (antiosakesed) rahuldavad

$$(\not{p} + m) v(p) = 0.$$

B Diraci algebra

B.1 Gamma maatriksid

Diraci algebra on Cliffordi algebra $Cl_{3,1}(R)$.

Algebra on defineeritud seosega¹⁴

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = \gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu}, \quad (24)$$

kus $g^{\mu\nu}$ on meetrika signatuuriga $(+ - - -)$.

Kõik γ^μ objektide omadused tulenevad seosest (24), millest fundamentaalseimad on

$$\begin{aligned} (\gamma^0)^2 &= 1, & (\gamma^i)^2 &= -1, \\ (\gamma^0)^\dagger &= \gamma^0, & (\gamma^i)^\dagger &= -\gamma^i, & \rightarrow & (\gamma^\mu)^\dagger = \gamma^0 \gamma^\mu \gamma^0. \end{aligned}$$

¹⁴ $\mu = 0, 1, 2, 3$ ning $i = 1, 2, 3$

Feynmani kriips on notatsioon, mis defineeritud läbi kontraktsiooni neli-vektoriga a^μ

$$\not{a} = \gamma^\mu a_\mu.$$

Tähtsaimad omadused on

$$\begin{aligned}\not{a}\not{a} &= a^2, \\ \not{a}\not{b} + \not{b}\not{a} &= 2(a \cdot b).\end{aligned}$$

B.2 Käelisus

Käelisus, mitte segi ajada spiraalsusega, määrab ära osakese käitumise nõrgas interaktsioonis. Massitute osakeste jaoks ühtib käelisus spiraalsusega ning vastavad operaatorid langevad kokku.

Projektsioonioperaatorid eraldavad üldisest spiinorist ψ vasaku-, L , ning parema-, R , käelise osa vastavalt

$$\begin{aligned}P_L &= \frac{1 - \gamma^5}{2}, & P_R &= \frac{1 + \gamma^5}{2}, \\ P_L \psi &= \psi_L, & P_R \psi &= \psi_R,\end{aligned}$$

kus $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$.

Projektsioonioperaatorite omadused

$$P_L^2 = P_L, \quad P_R^2 = P_R, \quad (25a)$$

$$P_L + P_R = 1, \quad (25b)$$

$$P_L P_R = 0. \quad (25c)$$

Projektsioonioperaatorite P_L ning P_R omaduste (25b) ning (25a) tõttu kehtib

$$\bar{\psi}\psi = \bar{\psi}(P_L^2 + P_R^2)\psi = \bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L.$$

Kombinatsioonide nagu $\bar{\psi}_L\psi_L$ jaoks, kehtib alati $\bar{\psi}_L\psi_L = 0$, kuna γ^0 vahetab Weyli esituses vasaku- ning paremakäelised komponendid. Korrutised, kus kahe spiinori vahele ilmub γ^μ , kehtib hoopiski $\bar{\psi}_L\gamma^\mu\psi_R = 0$

B.3 Spiraalsus

Käelisust, mis on seotud vaid nõrga interaktsiooniga, ei tohi segi ajada spiraalsusega h , mis on defineeritud läbi spinni keskvaartuse vektori \vec{S} ning impulsi suuna andva ühikvektori \hat{p}

$$h = \vec{S}\hat{p}.$$

Analoogselt käelisusega võib defineerida projektsioonioperaatorid

$$\Pi_L = \frac{1}{2} (1 + \vec{\sigma}\hat{p}), \quad \Pi_R = \frac{1}{2} (1 - \vec{\sigma}\hat{p}),$$

eeldusel et spinnid on baasis ξ^\uparrow , z -telje suunaline, ning vastupidi

$$\xi^\uparrow = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \xi^\downarrow = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

B.4 Diraci esitus

Diraci esituses on elemendid, mis täidavad seost (24), $(4,4)$ -maatriksid

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} I_2 & 0 \\ 0 & -I_2 \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^5 = \begin{pmatrix} 0 & I_2 \\ I_2 & 0 \end{pmatrix}. \quad (26)$$

Objektid σ on Pauli maatriksid, (mis on ühtlasi $SU(2)$ pöörete generaatorid):

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (27)$$

ning I_2 on $(2,2)$ -ühikmaatriks.

Diraci esituses kirjeldab Diraci spiinorite esimesed kaks komponenti osakest ning viimased kaks antiosakest. Fundamentaalsed on aga käelisust kirjeldavad objektid ning Diraci esitus on selles mõttes redutseeritav.

B.5 Weyli esitus

Weyli esituses võtavad gammamaatriksid kuju

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & I_2 \\ I_2 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^5 = \begin{pmatrix} -I_2 & 0 \\ 0 & I_2 \end{pmatrix}. \quad (28)$$

Projektsioonioperaatorid võtavad Weyli esituses loomuliku kuju

$$P_L = \frac{1 - \gamma^5}{2} = \begin{pmatrix} I_2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad P_R = \frac{1 + \gamma^5}{2} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & I_2 \end{pmatrix}.$$

Seega spiinorid võib esitada

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}, \quad (29)$$

kus $\psi_{L,R}$ on kahekomponendilised Weyli spiinorid, mis kirjeldavad käelisi osakesi.

Üldine Diraci väli on kirjeldatav kahe vasakukäelise Weyli spiinori ehk Weyli välja kaudu ξ ning χ

$$\psi = \begin{pmatrix} \xi \\ \chi^\dagger \end{pmatrix}.$$

kuna χ^\dagger on eelneva põhjal paremakäeline Weyli spiinor. Kui $\chi = \xi$, siis on tegemist Majorana väljaga.

C Spiinorite teisenemine

Lorentzi teisenduste esitus spinn-1/2 objektide jaoks Spiinorite teisenemiseeskiri on üldisel kujul

$$\Lambda_{1/2} = e^{-\frac{i}{2} \omega_{\mu\nu} S^{\mu\nu}},$$

kus $S^{\mu\nu} = \frac{i}{4} [\gamma^\mu, \gamma^\nu]$ on Lie rühma generaatorid ning $\omega_{\mu\nu}$ on reaalne antisümmeetriline tensor, mille $0i$ -komponendid iseloomustavad Lorentzi tõukeid ning ij -komponendid ruumipöördeid.

Ruumipööretel lihtsustub $\Lambda_{1/2}$ kujule

$$\Lambda_{1/2} = e^{-\frac{i}{2} \vec{\theta} \vec{\sigma}},$$

Meie protsess on invariantne pööretel ümber z -telje ehk xy tasandil. Seega peame spiinorit pöörama vaid y -telje ümber, andes teisenemiseeskirjaks

$$\Lambda_{1/2} = e^{-\frac{i}{2} \theta \sigma_2},$$

kus σ_2 on teine Pauli maatriks

$$\sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}.$$

Pauli maatriksite omaduse $(\sigma_i)^2 = I_2$ tõttu kehtib

$$\Lambda_{1/2} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\left(-\frac{i}{2} \theta \vec{\sigma}\right)^n}{n!} = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) - i \theta \vec{\sigma} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right),$$

kus I_2 on $(2,2)$ -ühikmaatriks

Üldine spinolek teiseneb seega pööretel ümber y -telje

$$\Lambda_{1/2} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = \left[I_2 \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) - i \sigma_2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \alpha - \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \beta \\ \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \beta + \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \alpha \end{pmatrix},$$

$$\xi^{\uparrow'} = \Lambda_{1/2} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \\ \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \end{pmatrix},$$

$$\xi^{\downarrow'} = \Lambda_{1/2} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \\ \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \end{pmatrix}.$$

Nüüd oleme valmis leidmaks avaldis t -kvargi spiinori jaoks. t -kvargi impulss on $p_t = (E, \sin \theta |p_t|, 0, \cos \theta |p_t|)$.

$$u_t = \begin{pmatrix} \sqrt{p\sigma} \xi' \\ \sqrt{p\bar{\sigma}} \xi' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{p\sigma} \Lambda_{1/2} \xi \\ \sqrt{p\bar{\sigma}} \Lambda_{1/2} \xi \end{pmatrix}.$$

Et leida $\sqrt{p\sigma}$, kirjutame $p\sigma = p^0 - \vec{p}\vec{\sigma} = (a + b\vec{n}\vec{\sigma})^2$, kus a ja b on konstandid ning \vec{n} annab impulsi suuna, ning lahendame a ja b suhtes leides

$$\sqrt{p\sigma} = \sqrt{\frac{p^0 - m}{2}} - \sqrt{\frac{p^0 + m}{2}}\vec{\sigma}\vec{n}.$$

Ignoreerides massi

$$u_t = \sqrt{\frac{E}{2}} \begin{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 - \cos \theta & -\sin \theta \\ -\sin \theta & 1 + \cos \theta \end{pmatrix} \xi' \\ \begin{pmatrix} 1 + \cos \theta & \sin \theta \\ \sin \theta & 1 - \cos \theta \end{pmatrix} \xi' \end{pmatrix}, \quad (30)$$

$$u_t^L = \sqrt{\frac{E}{2}} \begin{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 - \cos \theta & -\sin \theta \\ -\sin \theta & 1 + \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\sin \frac{\theta}{2} \\ \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} 1 + \cos \theta & \sin \theta \\ \sin \theta & 1 - \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\sin \frac{\theta}{2} \\ \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \end{pmatrix} = \sqrt{2E} \begin{pmatrix} -\sin \frac{\theta}{2} \\ \cos \frac{\theta}{2} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (31)$$

$$u_t^R = \sqrt{\frac{E}{2}} \begin{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 - \cos \theta & -\sin \theta \\ -\sin \theta & 1 + \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} \\ \sin \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} 1 + \cos \theta & \sin \theta \\ \sin \theta & 1 - \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} \\ \sin \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \end{pmatrix} = \sqrt{2E} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \cos \frac{\theta}{2} \\ \sin \frac{\theta}{2} \end{pmatrix}. \quad (32)$$

D Amplituudi lihtsustamine

Kasutades Feynmani reegleid on protsessi puupanuse amplituud

$$\begin{aligned} i\mathcal{M} = & \bar{u}(p_t)(ig_{htt})\frac{i(\not{k} + \not{p}_b + m_t)}{(k + p_b)^2 - m_t^2 + i\epsilon}(ig_{Wbt}\gamma^\mu\epsilon_\mu P_L)u(p_b) + \\ & + \bar{u}(p_t)(ig_{Wbt}\gamma^\mu P_L)u(p_b)\frac{-i\left(g_{\mu\nu} - \frac{(p_t - p_b)_\mu(p_t - p_b)_\nu}{m_W^2}\right)}{(p_t - p_b)^2 - m_W^2 + i\epsilon}(ig_{hWW}\epsilon^\nu) + \\ & + \bar{u}(p_t)(ig_{Wbt}\gamma^\mu\epsilon_\mu P_L)\frac{i(\not{p}_t - \not{k} + m_b)}{(p_t - k)^2 - m_b^2 + i\epsilon}(ig_{Hbb})u(p_b), \end{aligned}$$

kus oleme tähistanud sisenevate W -bosoni ning b -kvargi 4-impulsid vastavalt k , p_b ning väljuvate t -kvargi ning Higgsi osakese h 4-impulsid p_t , p_h . Objekt \not{k} tähistab Feynmani notatsioonis 4-

vektori kontraktsiooni gammamaatriksitega γ^μ . (lisa B.1). Suurus $i\epsilon$ kirjeldab integreerimiskon-
tuuri ning pole antud juhul oluline. t -kvargi mass on m_t jne. g_{htt} kirjeldab seosekonstanti Higgsi
osakese ning kahe t -kvargi interaktsioonis, g_{Wbt} tähistab W -bosoni seosekonstanti b - ning t -
kvargi interaktsioonis ning g_{hWW} Higgsi interaktsiooni W -bosoniga.

Lihtsustamiseks kasutame gamma maatriksite omadusi (lisa B.1) nendega manipuleerimiseks,
Diraci võrrandit (lisa A) ning Mandelstami muutujaid.

1. Diagramm lihtsustub

$$\begin{aligned}
& \bar{u}(p_t)(ig_{htt})\frac{i(\not{k} + \not{p}_b + m_t)}{(k + p_b)^2 - m_t^2 + i\epsilon}(ig_{Wbt}\frac{\not{k}}{m_W}P_L)u(p_b) = \\
& = -i\frac{g_{htt}g_{Wbt}}{m_W(s + i\epsilon)}\bar{u}(p_t)((\not{k} + \not{p}_b)(\not{k} + \overbrace{\not{p}_b}^{=0}) + m_t\not{k})P_Lu(p_b) = \\
& = -i\frac{g_{htt}g_{Wbt}}{m_W s + i\epsilon}\bar{u}(p_t)((k + p_b)^2 + m_t\not{k})P_Lu(p_b) = \\
& = -i\frac{g_{htt}g_{Wbt}}{m_W(s + i\epsilon)}\bar{u}(p_t)(s + m_t\not{k})P_Lu(p_b).
\end{aligned}$$

2. Diagramm

$$\begin{aligned}
& \bar{u}(p_t)(ig_{Wbt}\gamma^\mu P_L)u(p_b)\frac{-i\left(g_{\mu\nu} - \frac{(p_t - p_b)_\mu(p_t - p_b)_\nu}{m_W^2}\right)}{(p_t - p_b)^2 - m_W^2 + i\epsilon}(ig_{hWW}\epsilon^\nu) = \\
& = i\frac{g_{Wbt}g_{hWW}}{u + i\epsilon}\bar{u}(p_t)\gamma^\mu\left(g_{\mu\nu}\frac{k^\nu}{m_W} - \frac{(p_t - p_b)_\mu(k - p_b)_\nu\epsilon^\nu}{m_W^2}\right)P_Lu(p_b) = \\
& = i\frac{g_{Wbt}g_{hWW}}{u + i\epsilon}\bar{u}(p_t)\left(\frac{\not{k}}{m_W} + \frac{(\overbrace{\not{p}_t - m_t}^{=0} + m_t - \not{p}_b)(p_b\not{k})}{m_W^3}\right)P_Lu(p_b) \\
& = i\frac{g_{Wbt}g_{hWW}}{m_W u + i\epsilon}\bar{u}(p_t)\left(\not{k} - \frac{1}{2}\frac{m_t}{m_W^2}u\right)P_Lu(p_b).
\end{aligned}$$

3. Diagramm ei lisa midagi, kuna $g_{hbb} \propto m_b$ ning lähenduses $m_b \sim 0$ Higgs ei interakteeru
massitu b -kvargiga.

Kokku leiame, kasutades Standardmodelis ennustatud seosekonstante

$$\begin{aligned}
g_{htt} &= C_F g_{htt}^{SM} = -C_F \frac{m_t}{v}, \\
g_{hWW} &= C_V g_{hWW}^{SM} = C_V \frac{2m_W^2}{v},
\end{aligned}$$

$$g_{Wff} = \frac{\sqrt{2}m_W}{v},$$

$$i\mathcal{M} = i\bar{u}(p_t) \left[C_F \frac{\sqrt{2}m_t}{v^2} \left(1 + \frac{m_t}{s} \not{k} \right) P_L + C_V \frac{2\sqrt{2}m_W^2}{v^2} \left(\frac{1}{u} \not{k} - \frac{1}{2} \frac{m_t}{m_W^2} \right) P_L \right] u(p_b).$$

Režiimis $s, -t, -u \gg m_t^2, m_W^2$

$$i\mathcal{M} = i \frac{\sqrt{2}m_t}{v^2} (C_F - C_V) \bar{u}(p_t) P_L u(p_b).$$

Projektsioonioperaator selekteerib vasakukäelise b -kvargi, saades lõplikult

$$i\mathcal{M} = i \frac{\sqrt{2}m_t}{v^2} (C_F - C_V) \bar{u}^R(p_t) u^L(p_b).$$

E Unitaarsuse rikkumise skaala

Unitaarsuse rikkumise skaala leidmine on käsitlust leidnud artiklites [11] ning [19] ning põhineb optilisel teoreemil, mis toetub S -maatriksi unitaarsusele. S -maatriks annab tõenäosuse amplituudi, et mingi algolek $|i\rangle$ on peale interaktsiooni olekus $|f\rangle$ läbi maatrikselemendi $S_{fi} = \langle f|S|i\rangle$. Tõenäosus, et algolek läheb üle ükskõik mis võimalikku lõppolekusse peab olema 1. Siit tuleneb S -maatriksi unitaarsus $S^\dagger S = 1$. S -maatriks defineeritakse $S = 1 + iT$, kus T iseloomustab interaktsioone ning identsusoperaator on selleks, et eraldada välja tõenäosus, et interaktsiooni ei toimu. Kasutades S -maatriksi unitaarsust võib leida $T^\dagger T = 2\text{Im}T$, millega edasi manipuleerides võib tuletada vastavad tingimused unitaarsuse rikkumiseks.

Artiklis [11] on näidatud, et mitteelaste $2 \rightarrow n$ protsessi korral peab unitaarsuse tõttu ristlõike σ jaoks kehtima

$$\sigma \leq \frac{4\pi\rho_e}{s},$$

kus ρ_e on sümmeetriafaktor. $\rho_e = 1$ eristatavate ning $\rho_e = 2$ mitteeristatavate lõpposakeste korral. Mitteelaste $2 \rightarrow 2$ protsessi korral peavad osalainete amplituudid täitma

$$|a_l| \leq \frac{\sqrt{\rho_i}}{2},$$

kus ρ_i täidab samu tingimusi, mis ρ_e .

F Rühmateooria

F.1 Lie rühmad

Üldine Lie rühma element g on avaldatav kujul

$$g = e^{i\theta_a T_a}, \quad (33)$$

kus summeerimine toimub üle korduva indeksi. (33) ütleb, et iga Lie rühma element on avaldatav pidevate parameetrite θ_a ning vastavate generaatorite T_a kaudu.

Lie rühma G elemendid $g \in G$ täidavad üldisi tingimusi: suletus korrutamistehte all $g_1 g_2 \in G$, assotsiatiivsus $(g_1 g_2) g_3 = g_1 (g_2 g_3)$ ning pöördelemendi eksisteerimine $g_1 g_2 = e$, kus $e \in G$ on identsus.

Lie rühma elemendid on näiteks ruumipöörded, mille lihtsaim esitus on $SO(3)$, ehk $(3,3)$ ortogonaalsed reaalsed maatriksid, mille determinant on 1. Spinni teisendused moodustavad $SU(2)$ esituse, mille elemendid on unitaarsed kompleksed $(2,2)$ maatriksid U , (mis täidavad tingimusi $U^\dagger U = U U^\dagger = 1$ ning $\det U = 1$), kuna spinni kirjeldab fundamentaalne 2 kompleksse elemendiga spiinor.

F.2 Lie algebrad

Objektid T^a on Lie rühma generaatorid ning moodustavad omaette Lie algebra, mis põhineb kommutatsiooniseosel

$$[T_a, T_b] = i f_{abc} T_c, \quad (34)$$

kus ϵ_{abc} on struktuurikonstandid, (lihtsalt arvud). Rühma assotsiatiivsuse tingimuse asemel peavad generaatorid täitma Jacobi identsust

$$[[T_a, T_b], T_c] + [[T_b, T_c], T_a] + [[T_c, T_a], T_b] = 0. \quad (35)$$

Lie rühma esituseks kutsutakse maatriksite hulka, mis täidavad algebra tingimusi (34) ning (35).

F.3 Redeloperaatorid ja Cartani alamalgebra

Nendest Lie rühma generaatoritest, mida ei saa samaaegselt diagonaliseerida (rühma mitte-Cartani alamalgebra), on võimalik moodustada nn redeloperaatorid, mis mõjudes diagonaliseeritavate generaatoritele (Cartani alamalgebra) vastavatele omaolekutele tõstavad ning langetavad vastavaid omaväärtusi.

Pauli maatriksitest (27) võime moodustada $\sigma_{\pm} = \frac{1}{2}(\sigma_1 \pm i\sigma_2)$, mis tõstavad ning langetavad σ_3 omaolekuid, millele vastavad omaväärtused on -1 ning 1 .

$$\sigma_+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Viited

- [1] Moriond conference. 2013.
- [2] T. Appelquist and M.Š. Chanowitz. Unitarity bound on the scale of fermion mass generation. *physical review letters*, 59:2405–2407, 1987.
- [3] Pasquale Di Bari. An introduction to leptogenesis and neutrino properties. arXiv:1206.3168v1 [hep-ph].
- [4] Sanjoy Biswas, Emidio Gabrielli, and Barbara Mele. Single top and higgs associated production as a probe of the $tt\bar{t}$ coupling sign at the lhc. arXiv:1211.0499v2 [hep-ph], 2012.
- [5] ATLAS CERN. <https://atlas.web.cern.ch/atlas/groups/physics/confnotes/atlas-conf-2012-127/>.
- [6] CMS CERN. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/defaultweb/webhome>.
- [7] The ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lhc. arXiv:1207.7214 [hep-ex], 2012.
- [8] Sofia Maria Consonni. Higgs search at atlas. arXiv:1305.3315v1 [hep-ex], 2013.
- [9] Pralavorio Corinne. New results indicate that new particle is a higgs boson. 2013.
- [10] A. Denner, S. Heinemeyer, I. Puljak, D. Rebuszi, and M.Špira. Standard model higgs-boson branching ratios with uncertainties. arXiv:1107.5909v2 [hep-ph], 2011.
- [11] Duane A. Dicus and Hong-Jian He. Scales of fermion mass generation and electroweak symmetry breaking. arXiv:0409131v4 [hep-ph], 2005.
- [12] Manuel Drees and Gilles Gerbier. Mini-review of dark matter: 2012. arXiv:1204.2373v1 [hep-ph], 2012.

- [13] Loyal Durand and Kurt Riesselmann. The goldstone boson equivalence theorem with fermions. arXiv:9512224v1 [hep-ph], 1995.
- [14] Marco Farina, Christophe Grojean, Fabio Maltoni, Ennio Salvioni, and Andrea Thamm. Lifting degeneracies in higgs couplings using single top production in association with a higgs boson. arXiv:1211.3736v1 [hep-ph], 2012.
- [15] Jeffrey Goldstone, Abdus Salam, and Steven Weinberg. Broken symmetries. *Phys. Rev.* *127*, pages 965 – 970, 1962.
- [16] Particle Data Group. Pdglive particle summary 'quarks (u, d, s, c, b, t, b', t', free). <http://pdg.lbl.gov/2012/tables/rpp2012-sum-quarks.pdf>, 2012.
- [17] Peter W. Higgs. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Phys. Rev. Lett.* *13*, 508, 13:508–509, 1964.
- [18] B.W. Lee, C. Quigg, and H.B. Thacker. Weak interactions at very high energies: The role of the higgs-boson mass. *Phys. Rev.*, D16:1519, 1977.
- [19] F. Maltoni, J. M. Niczyporuk, and S. Willenbrock. Scale of fermion mass generation. arXiv:0106281v2 [hep-ph], 2001.
- [20] William J. Marciano, Cen Zhang, and Scott Willenbrock. Higgs decay to two photons. arXiv:1109.5304v2 [hep-ph], 2011.
- [21] Peskin and Schroeder. *Introduction to quantum field theory*. 1996.
- [22] Matthew B. Robinson, Karen R. Bland, Gerald B. Cleaver, and Jay R. Dittmann. A simple introduction to particle physics part i - foundations and the standard model. arXiv:0810.3328v1:113, 2008.
- [23] Jorge C. Romao. Advanced quantum field theory. 2012.
- [24] C. H. Llewellyn Smith. *Phys. Lett. B*, 46:233, 1973.

- [25] Flip Tanedo. Why do we expect a higgs boson? part ii: Unitarization of vector boson scattering. *Quantum Diaries*, 2012.

Lihtlitsents

LIHTLITSENTS LÕPUTÖÖ REPRODUTSEERIMISEKS JA LÕPUTÖÖ ÜLDSUSELE KÄTTESAADAVAKS TEGEMISEKS

Mina, Toomas LAIGNA (sündinud 2. veebruar 1991),

1. annan Tartu Ülikoolile tasuta loa (lihtlitsentsi) enda loodud teose ”Higgsi füüsika standard-mudel ja väljaspool”, mille juhendaja on Doktorant Hardi VEERMÄE,

1.1. reprodutseerimiseks säilitamise ja üldsusele kättesaadavaks tegemise eesmärgil, sealhulgas digitaalarhiivi DSpace’is lisamise eesmärgil kuni autoriõiguse kehtivuse tähtaja lõppemiseni;

1.2. üldsusele kättesaadavaks tegemiseks Tartu Ülikooli veebikeskkonna kaudu, sealhulgas digitaalarhiivi DSpace’i kaudu kuni autoriõiguse kehtivuse tähtaja lõppemiseni.

2. olen teadlik, et punktis 1 nimetatud õigused jäävad alles ka autorile.

3. kinnitan, et lihtlitsentsi andmisega ei rikuta teiste isikute intellektuaalomandi ega isikuandmete kaitse seadusest tulenevaid õigusi.

Tartus, 31. mai 2013. a..